

SÉRIE A, N° 3461

N° D'ORDRE :

4333

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MARTHA SPITZER née ARONSOHN

1^{re} THÈSE. — RÉSONANCE OPTIQUE ET RÉFLEXION SÉLECTIVE
AVEC LES VAPEURS DE CADMIUM ET DE ZINC.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le

1960 devant la Commission d'examen.

MM. F. PERRIN..... *Président.*

A. KASTLER } *Examinateurs.*
P. SOLEILLET }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1960

SÉRIE A, N° 3461

N° D'ORDRE :

4333

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MARTHA SPITZER née ARONSOHN

1^{re} THÈSE. — RÉSONANCE OPTIQUE ET RÉFLEXION SÉLECTIVE
AVEC LES VAPEURS DE CADMIUM ET DE ZINC.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le

1960 devant la Commission d'examen.

MM. F. PERRIN..... *Président.*

A. KASTLER } *Examineurs.*
P. SOLEILLET }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1960



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. J. PÉRÈS.

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	PONCIN	T	Mécanique générale
DR BROGLIE	T	Théories physiques.	DUBREIL	T	Arithmétique et Théorie des nombres.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	QUELET	T	Chimie organique.
PÉRÈS	T	Mécanique des fluides et applications.	CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
LARRABE	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	CHAMPETIER	T	Chimie macromolécul.
BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
PLANTEFOL	T	Botanique.	JUNG	T	Pétrographie.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.	TRILLAT	T	Microscopie et Diffraction électronique.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	WIEMANN	T	Chimie org. et structurale.
BOUIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	JACQUINOT	T	Spectroscopie et Physique céleste.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
WYANT	T	Minéralogie.	DESTOUCHES	T	Théories physiques.
TEISSIER	T	Zoologie.	M. PRUVOST	T	Géologie.
MANGENOT	T	Biologie végétale.	AMIEL	T	Chimie générale.
P. AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	HOCART	T	Minéralogie.
MONNIER	T	Physiologie générale.	J.-P. MATHEU	T	Physique (option) (Orsay).
PIVETEAU	T	Paléontologie.	COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.).
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	MAY	T	Zoologie (Orsay).
IL. CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	CHOQUET	T	Théorie des fonct. et topologie.
LAFFITTE	T	Chimie générale.	FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
FAVARD	T	Géométrie supérieure.	GUINIER	T	Physique des solides.
COULOMB	T	Physique du Globe.	JOST	T	Physiologie comparée.
M ^{lle} COUSIN	T	Biologie animale (S.P.C.N.).	FORIET	T	Calcul des prob. et Physique math.
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale	SCHWARTZ	T	Calcul diff. et intégr.
P. DRACH	T	Zoologie.	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
KÄSTLER	T	Physique (E.N.S.).	MALAVARD	T	Aviation.
EPHROSSI	T	Génétique.	BRELOT	T	Calcul différentiel.
WURMSER	T	Biol. physico-chimique.	NORMANT	T	Synthèse organique.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.) (Orsay).	BÉNAUD	T	Chimie minérale.
GAUTHERET	T	Biol. végétale (P.C.B.).	BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
LUCAS	T	Recherches physiques.	DUGUÉ	T	Statistiques mathém.
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.	GELOSO	T	Chimie (S.P.C.N.).
ARNULF	T	Optique appliquée.	SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
M. MORAND	T	Enseignement de physique.	ULRICH	T	Physiologie végétale.
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
FORTIER	T	Mécanique expérim. des fluides.	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
DANJON	T	Astronomie.	CHADEFAUD	T	Botanique.
PÉTT	T	Biologie maritime.	M ^{lle} LE BRETON ..	T	Physiologie générale.
QUENEY	T	Météorologie et Dynamique atmosphérique.	SALEM	T	Mathématiques générales.
GALLIEN	T	Embryologie.	LELONG	T	Mathématiques générales.
EICHORN	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).	DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées.
DR CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).	ERDMANN	T	Topologie algébrique.
M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie physique.	FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).
THELLIER	T	Physique du Globe.	GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
L'HÉRITIER	T	Génétique.	GODEMENT	T	Mathématiques (M.G.P.).
GRIVET	T	Radioélectricité.	PISOT	T	Technique mathématique de la physique.
			EL. ROCH	T	Géologie.

PROFESSEURS (*suite*)

SCHATZMANN	T	Astrophysique.	TONNELAT	Biologie physico - chimique.
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.	VILLE	T Économétrie.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.	WILLEMART	Chimie (P. C. B.).
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.).	DODÉ	T Chimie (S.P.C.N.) (Orsay).
RIZET		Génétique.	FREYMAN	T Physique générale.
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.	GUINCHET	T Biologie végétale (Orsay).
M ^{me} TONNELAT	T	Relativité.	ROLLET	T Chimie (P.C.B.).
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).	M ^{lle} JOSIEN	T Chimie (P.C.B.).
SOUCHAY	T	Chimie générale.	CHEVALLEY	T Géométrie algébrique et Théorie des groupes.
AIGRAIN	T	Électrotechn. générale.	ARNOULT	T Électronique.
BRUSSET		Chimie minérale.	CHAPELLE	T Physique (M.P.C.) (Orsay).
M. LEVY	T	Physique théorique des hautes énergies.	DELANGE	T Mathématiques (Orsay).
M ^{me} CHAIX		Chimie biologique.	DENY	T Mathématiques (M.G.P.).
M ^{me} HUREL-PY		Biologie végétale (P.C.B.).	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides.
PIAUX		Chimie (M.P.C.).	G. LUCAS	T Géologie.
BRUN	T	Mécanique expérimentale des fluides.	ALLARD	Chimie physique.
LEDERER	T	Chimie biologique.	BERTHELOT	Physique nucléaire et Radioactivité.
M ^{me} DUBREIL	T	Mathématiques.	BRICARD	Météorologie et Physique de l'atmosphère.
M ^{me} LE LONG	T	Mathématiques (E.N.S.).	M ^{me} ALBE-FESSARD	Psycho-physiologie.
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).	FRIEDEL	Physique des solides.
COTTE	T	Physique (Orsay).	M. JULIA	Étude des molécules organiques complexes.
J. E. DUBOIS	T	Chimie organique.	LENDER	Biologie animale (S.P.C.N.) (Orsay).
LAMOITE		Zoologie (E.N.S.).	MAGAT	Physico-chim. des rayonnements.
André MICHEL	T	Chimie (S.P.C.N.).	M ^{lle} QUINTIN	T Electrochimie.
OLMER	T	Energétique générale.	MONOT	T Chimie du métabolisme.
ROUAULT	T	Physique générale.	BENOIT	T Physiologie animale.
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.	DE POSSEL	T Analyse numérique.
BARCHIEWITZ	T	Chimie physique.	CHARLOT	T Chimie analytique.
BROSSEL	T	Physique atomique.	HAÏSSINSKY	T Radiochimie.
BUSER		Physiologie comparée.	LEMÉE	T Physiologie (B.M.P.V.).
CAMUS		Physiol. vég. (3 ^e cycle).	GUÉRIN	T Chimie (M.P.C.).
CASTAING		Physique générale.		
CURIEN		Minéralogie et cristallographie.		
MOÏSE	T	Physiol. vég. (Orsay).		
PANNETIER		Chimie (S.P.C.N.).		
POSSOMPES	T	Zoologie.		
PULLMAN		Chimie théorique.		
TEILLAC		Physique nucléaire et Radioactivité.		

Secrétaire Général Ch. MONIER.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

A MAGDALENA, MA FILLE

J'exprime toute ma reconnaissance au Professeur F. Perrin qui m'a accueillie dans son laboratoire du Collège de France et a mis ses ressources à ma disposition.

Je remercie tout le personnel administratif et technique du laboratoire qui m'a permis d'être dégagée de tous les problèmes de sa compétence.

Une partie du travail a été réalisée à l'Institut d'Astrophysique. J'en remercie particulièrement son directeur M. A. Danjon ainsi que tout le personnel qui m'a aimablement aidée.

J'adresse une pensée reconnaissante à la mémoire de H. Mineur qui m'ouvrant les portes de l'Institut m'a permis une initiation au travail expérimental.

D'un autre côté je dois dire tout ce que je dois au Professeur P. Soleillet qui m'a orientée vers ce sujet de travail et m'a suivie tout le long de son exécution dans ses moindres détails.

Les isotopes utilisés sont dus à l'obligeance de A. E. R. E. Harwell, Angleterre. Je lui adresse mes remerciements.

RÉSONANCE OPTIQUE ET RÉFLEXION SÉLECTIVE AVEC LES VAPEURS DE CADMIUM ET DE ZINC (*)

Par MARTHA SPITZER

INTRODUCTION

Reprenant sur la vapeur de mercure enfermée dans un tube de silice fondue des expériences faites précédemment sur la vapeur de sodium R. W. Wood (17) mettait en évidence plusieurs phénomènes nouveaux : la résonance optique pour la raie 2 537, la forte influence du champ magnétique sur la polarisation de la lumière émise dans ces conditions, la réflexion sélective pour cette même raie. Le phénomène de résonance optique se produit à basse pression de la vapeur (de l'ordre de 10^{-3} mm de mercure) celui de réflexion sélective à pression beaucoup plus élevée (de l'ordre de l'atmosphère). En ce temps la théorie quantique était à ses débuts, Bohr n'avait pas encore fait sa théorie de l'atome d'hydrogène. A la suite de Wood les travaux sur la vapeur de mercure se sont multipliés tant dans le domaine de la résonance que dans celui de la réflexion sélective (thèse de J. L. Cojan) (2).

Il convenait d'explorer les phénomènes qu'il était naturel d'attendre avec les vapeurs des corps de propriétés analogues à celles du mercure. Il s'agit essentiellement du cadmium et du zinc. Au point de vue structure électronique ils sont caractérisés à l'état normal par deux électrons extérieurs s , $(4s)^2$ pour le zinc, $(5s)^2$ pour le cadmium.

(*) Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences physiques et soutenue le 15 juin 1960 devant la Commission d'examen.

Ces métaux possèdent également au point de vue physique une certaine ressemblance avec le mercure. Ils sont volatils à température relativement basse. La tension de vapeur est de 10^{-3} mm de mercure à la température de 210° pour le cadmium, 285° pour le zinc.

Ces vapeurs présentent plusieurs avantages très importants : les raies qui correspondent à la raie 2537 sont pour le cadmium et le zinc les raies 3261 et 3076. Elles se trouvent ainsi moins loin dans le spectre ultraviolet et sont donc plus intéressantes en ce qui concerne la sensibilité des plaques et la transparence des milieux traversés. Mais l'avantage essentiel est le suivant. La raie 2537 est une raie ($^1S_0 - ^3P_1$), elle correspond au passage entre l'état normal et le niveau excité le moins élevé qui ne soit pas strictement interdit. C'est tout de même un passage interdit par la règle de sélection $\Delta s = 0$. Il s'agit d'une raie d'intercombinaison reliant un niveau des états triplets aux états singulets. Le premier passage permis par les règles de sélection strictement appliquées est un passage entre l'état normal 1S_0 et le niveau le plus bas des niveaux 1P_1 . C'est ce passage qui doit correspondre à la véritable raie de résonance. Or pour le mercure cette raie possède une longueur d'onde de 1849 Å. Elle se trouve dans un domaine où les techniques habituelles de la spectrographie ultraviolette se trouvent en défaut. Elle tombe même dans une région d'absorption de l'air. En fait quoique rien ne s'oppose à adapter des techniques convenables à cette étude, aucun chercheur n'a eu la tentation de le faire.

Les raies correspondantes pour le cadmium et le zinc se trouvent au contraire dans une région sinon très commode, tout au moins accessible. Elles ont pour longueur d'onde 2288 Å pour le cadmium, 2139 Å pour le zinc.

Les propriétés de résonance optique ont été mises en évidence pour le cadmium par Térénin (1925) (16) et pour le zinc par Térénin et Soleillet (1926 et 1927) (9).

L'étude de la polarisation a été commencée par Mac Nair, un élève d'Ellett, pour la raie 3261 avec des résultats contestables (1927) (8). P. Soleillet dans des publications (1927-1928) (10) indiquait de grands taux de polarisation pour chacune des deux raies de résonance du cadmium et du zinc et l'influence extrêmement grande du champ magnétique dans le cas des raies 3261 et 3076, influence encore plus grande que celle sur la raie 2537 du mercure. Ces résultats devaient être confirmés par Ellett (1932) (3) (4).

Ces grandes sensibilités de la polarisation au champ magnétique sont liées aux grandes durées de vie des états 3P_1 . Ces durées de vie doivent être d'autant plus grandes que la structure plus simple de l'édifice atomique évite les perturbations facilitant le passage interdit de l'état 3P_1 à l'état normal 1S_0 . Elles doivent donc augmenter du mercure au zinc en passant par le cadmium, un des éléments quantitatifs d'appréciation de l'importance des perturbations étant la séparation des niveaux 3P_0 , 3P_2 .

Le tableau suivant, qui donne en cm^{-1} les valeurs des termes spectroscopiques et les durées de vie en secondes, montre bien cette relation.

	Zn	Cd	Hg
$^3\text{P}_0$	43 455,0	42 424,5	46 536,2
$^3\text{P}_2$	42 876,3	40 711,5	40 138,3
$^3\text{P}_0 - ^3\text{P}_2$	578,7	1 713,0	6 397,9
τ	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-7}$

L'ordre de grandeur de la durée de vie pour le cadmium et le zinc a fait espérer qu'on pourrait la mettre en évidence en utilisant le déplacement des atomes dû à leur énergie cinétique dans la vapeur à faible pression (déplacement de l'ordre du millimètre pour le cadmium, du centimètre pour le zinc). Le phénomène a pu être observé dans des jets atomiques pour le cadmium : Ellett et Kœnig (6), P. Soleillet (12), P. Soleillet et Nikitine (13). Il ne l'a pas été pour le zinc du fait sans doute du peu de luminosité du phénomène mais il a pu être montré dans une expérience analogue avec excitation électronique, Brück (1).

A côté de cette sensibilité au champ magnétique de la polarisation des radiations 3 261 et 3 076 émises par résonance on attendait pour les radiations 2 288 et 2 139 une sensibilité plus faible liée à la largeur naturelle classique de ces raies, due à l'amortissement de l'oscillateur électronique correspondant. Pour le cadmium, dans les expériences de P. Soleillet et Ploquin (15) la sensibilité est beaucoup plus faible que celle qui est attendue de ce fait. Une partie du travail présenté ici est relative à des expériences analogues sur le zinc. Elles ont donné, comme on le verra plus loin, des résultats analogues.

Ces expériences de la sensibilité de la polarisation au champ magnétique s'exécutent dans un montage où le faisceau étudié se propage dans la direction du champ magnétique tandis que la vibration électrique du faisceau excitateur ne présente pas la symétrie de ce champ magnétique. On utilise en général un faisceau polarisé rectilignement dans une direction perpendiculaire à ce champ.

Dans les expériences où, au contraire, la vibration électrique du faisceau excitateur présente la symétrie du champ magnétique, l'observation se faisant alors à angle droit de celui-ci, le champ joue un rôle stabilisateur de la polarisation et n'influe pas sur sa valeur tout au moins dans certaines limites. La polarisation observée renseigne alors sur la façon dont s'effectue l'émission. Si celle-ci se faisait comme il est

prévu par les propriétés de l'édifice électronique seul, on devrait observer une polarisation totale correspondant à un effet Zeeman normal (ou de même type qu'un effet normal).

Comme la polarisation observée n'est pas totale, on a essayé d'interpréter ce résultat en faisant jouer un rôle au spin nucléaire non nul des isotopes de nombre de masse impair contenus dans le mélange naturel du métal sur lequel sont faites les expériences. Ceci était confirmé par les expériences de Heydenburg (laboratoire d'Ellett, 1933) (5) qui, employant un champ stabilisateur de plus en plus intense, a pu observer une augmentation progressive du taux de polarisation liée au passage de l'effet Zeeman anomal hyperfin à l'effet Paschen-Back hyperfin.

Il restait toutefois à observer directement les phénomènes sur les isotopes séparés, tels qu'ils peuvent actuellement être fournis et c'est le principal travail rapporté ici. L'excitation est faite par un faisceau de lumière non polarisée se propageant dans la direction du champ magnétique, le faisceau étudié est émis par résonance dans une direction transversale.

À côté de ces expériences de résonance contribuant à compléter ce que l'on avait déjà observé sur ce sujet, nous avons essayé de retrouver le phénomène de réflexion sélective ailleurs que sur la vapeur de mercure en étudiant celle du cadmium.

Il nous a été possible de mettre en évidence de façon très nette la réflexion sélective de la raie 2 288, qui rappelons-le, n'est pas l'analogue de la raie 2 537 du mercure avec laquelle ont été faites les expériences de Wood. Au contraire, aux températures et par suite aux pressions les plus élevées que nous avons pu atteindre, nous avons à peine pu commencer à apercevoir le phénomène pour la raie 3 261 qui est bien l'analogue de la raie 2 537.

CHAPITRE PREMIER

Expériences sur la résonance.

Le principe en est le suivant : un tube en silice fondue contient de la vapeur du métal étudié, cadmium ou zinc, à basse pression. Il est placé dans un champ magnétique. On fait entrer dans le tube un faisceau de lumière (faisceau excitateur) contenant l'une ou l'autre des raies de résonance du corps étudié et dans un état de polarisation convenablement choisi. La vapeur contenue dans le tube émet alors dans la région parcourue par le faisceau excitateur de la lumière de même longueur d'onde (lumière émise par résonance). Cette lumière est émise dans toutes les directions. On en étudie au point de vue polarisation la partie

constituée par un faisceau se propageant dans une direction déterminée.

Dans nos expériences, cette direction est toujours perpendiculaire à celle du faisceau excitateur. Ce faisceau est délimité d'une part par un petit trou A placé tout près du tube de résonance et d'une part par un diaphragme A' placé sur une lentille de silice fondue L_1 , dont le foyer objet est confondu avec le petit trou A. A chaque point du petit trou A correspond donc à la sortie de la lentille un faisceau de rayons parallèles dont la polarisation n'a pas été modifiée par la lentille de silice fondue et qui tombent ensuite sur un wollaston qui transforme chacun de ces faisceaux en deux faisceaux déviés de part et d'autre de la direc-

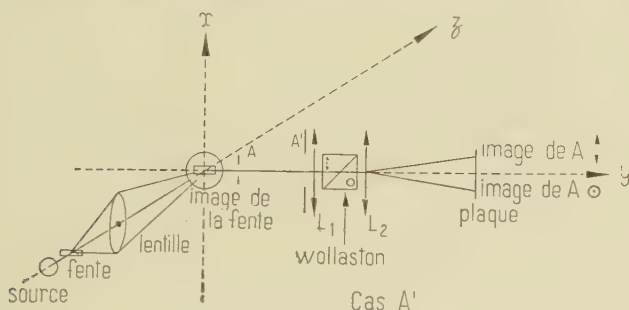


Fig. 1.

tion du faisceau incident dans un plan perpendiculaire aux arêtes des prismes du wollaston. Ces faisceaux sont repris par une lentille de silice cristalline L_2 et redonnent dans le plan focal image de cette lentille sur une plaque photographique P, deux images distinctes du trou A dont l'étude du noircissement permet d'avoir les rapports des intensités des deux faisceaux séparés par le wollaston. Bien entendu le diaphragme A' doit être suffisamment réduit pour que toute la lumière qui le pénètre traverse ensuite sans obstacle le wollaston et la deuxième lentille. Nous donnerons plus loin les détails du montage expérimental, mais nous préciserons dès maintenant que nous avons utilisé deux dispositions distinctes :

Dans la première (cas A'), le faisceau excitateur se propage dans la direction du champ magnétique. Il est constitué par de la lumière non polarisée. Le faisceau observé se propage à angle droit.

Dans la seconde (cas B) le faisceau excitateur se propage perpendiculairement à la direction du champ magnétique. Il est constitué par de la lumière polarisée rectilignement, sa vibration électrique étant perpendiculaire au champ magnétique. L'observation se fait dans la direction de ce champ.

Nous désignerons par axe des z la direction du champ magnétique qui est horizontal dans le montage. L'axe des x sera vertical, l'axe des y perpendiculaire à l'un et à l'autre (voir fig. 1).

CHAPITRE II

Intensité et polarisation d'un faisceau de lumière.

Rappelons rapidement sous une forme directement utilisable la définition des paramètres de Stokes réintroduits par P. Soleillet en 1928 (11).

Soit un faisceau de lumière peu ouvert se propageant dans une direction $\vec{d}$. Dans un plan P perpendiculaire à $\vec{d}$, plaçons un écran percé d'une ouverture de surface S entièrement recouverte par le faisceau. Choisissons-y des axes $\vec{d}_1$ et $\vec{d}_2$ perpendiculaires entre eux. Si la lumière est monochromatique et purement polarisée, la vibration lumineuse caractérisée par le champ électrique $\vec{\varepsilon}$ aura pour composantes $\varepsilon_1 = E_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$ et $\varepsilon_2 = E_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$ où $\omega = 2\pi\nu$ est la pulsation, ν la fréquence. Dans ce cas pur, E_1 , E_2 , φ_1 , φ_2 , ne varient pas au cours du temps.

En plaçant en aval de l'ouverture un récepteur, nous pourrions avoir l'énergie moyenne traversant l'ouverture par unité de temps.

$$\mathfrak{J} = \frac{cS}{4\pi} \text{Moy } \varepsilon^2 = \frac{cS}{8\pi} (E_1^2 + E_2^2)$$

Moy ε^2 signifiant la moyenne au cours du temps de la quantité ε^2 .

Si l'on place entre l'ouverture et le récepteur une lame cristalline laissant rectilignes les vibrations selon $\vec{d}_1$ et $\vec{d}_2$ mais en leur imposant des retards Φ_1 et Φ_2 , puis entre la lame et le récepteur un analyseur rectiligne ne laissant passer que la composante de la vibration faisant un angle α avec $\vec{d}_1$, ε_1 et ε_2 deviendront :

$$\varepsilon_1' = \cos \alpha \varepsilon_1 \quad \varepsilon_2' = \sin \alpha \varepsilon_2$$

avec :

$$\varepsilon_\alpha = \cos \alpha E_1 \cos(\omega t + \varphi_1 - \Phi_1) + \sin \alpha E_2 \cos(\omega t + \varphi_2 - \Phi_2)$$

$$\begin{aligned} \text{Moy } \varepsilon'^2 = \text{Moy } \varepsilon_\alpha^2 = \cos^2 \alpha \frac{E_1^2}{2} + \sin^2 \alpha \frac{E_2^2}{2} \\ + 2 \sin \alpha \cos \alpha \frac{E_1 E_2}{2} \cos[\varphi_1 - \varphi_2 - (\Phi_1 - \Phi_2)]. \end{aligned}$$

Posons $\Phi_1 - \Phi_2 = \Phi$ on aura :

$$\begin{aligned} \mathcal{J}' &= \frac{cS}{4\pi} \text{Moy } \mathcal{G}'^2 = \frac{cS}{8\pi} \left[\frac{E_1^2 + E_2^2}{2} + \cos 2\alpha \frac{E_1^2 - E_2^2}{2} \right. \\ &\quad \left. + \sin 2\alpha \cos \Phi E_1 E_2 \cos (\varphi_1 - \varphi_2) + \sin 2\alpha \sin \Phi E_1 E_2 \sin (\varphi_1 - \varphi_2) \right] \\ 2\mathcal{J}' &= I + X \cos 2\alpha + Y \sin 2\alpha \cos \Phi + Z \sin 2\alpha \sin \Phi \end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned} I &= \frac{cS}{8\pi} (E_1^2 + E_2^2) & X &= \frac{cS}{8\pi} (E_1^2 - E_2^2) \\ Y &= \frac{cS}{8\pi} 2E_1 E_2 \cos (\varphi_1 - \varphi_2) & Z &= \frac{cS}{8\pi} 2E_1 E_2 \sin (\varphi_1 - \varphi_2) \end{aligned}$$

on peut voir que $I^2 = X^2 + Y^2 + Z^2$ de sorte que X, Y, Z peuvent être considérés comme les composantes d'un vecteur de longueur I . L'espace de ces vecteurs est celui de la sphère de Poincaré pour la représentation des vibrations elliptiques.

En général, nous n'aurons pas le cas pur, mais E_1, E_2, φ_1 et φ_2 varieront au cours du temps sans corrélation avec la variation de ωt . $\mathcal{J}'$ sera donné par la même formule à condition de remplacer dans $I, X, Y, Z, E_1^2 + E_2^2, E_1^2 - E_2^2, 2E_1 E_2 \cos (\varphi_1 - \varphi_2), 2E_1 E_2 \sin (\varphi_1 - \varphi_2)$ par les moyennes de ces quantités. On peut démontrer que dans ces conditions l'égalité $I^2 = X^2 + Y^2 + Z^2$ devra être remplacée par l'inégalité $I^2 \geq X^2 + Y^2 + Z^2$.

Si l'on superpose 2 ou plusieurs faisceaux tels que les différences des φ_1 (ou des φ_2) varient au hasard sans corrélation avec les valeurs de leurs $E_1, E_2, \varphi_1 - \varphi_2$, les $\mathcal{J}'$ de chacun des faisceaux s'ajoutent simplement et par suite chacune des quantités I, X, Y, Z est la somme des quantités correspondantes relatives à chacun des faisceaux.

Utilisons la notation Σ pour indiquer aussi bien une somme de moyennes, qu'une moyenne de sommes.

On aura dans le cas de superposition des faisceaux sans corrélation de phase entre eux :

$$\begin{aligned} I &= \frac{cS}{8\pi} \overline{\Sigma} (E_1^2 + E_2^2) & X &= \frac{cS}{8\pi} \overline{\Sigma} (E_1^2 - E_2^2) \\ Y &= \frac{cS}{8\pi} \overline{\Sigma} 2E_1 E_2 \cos (\varphi_1 - \varphi_2) & Z &= \frac{cS}{8\pi} \overline{\Sigma} 2E_1 E_2 \sin (\varphi_1 - \varphi_2). \end{aligned}$$

Pour un faisceau donné, $\mathcal{J}'$ dépend de Φ et de α .

Posons :

$$\mathcal{J}''(\Phi, \alpha) = \mathcal{J}'\left(\Phi, \alpha + \frac{\pi}{2}\right).$$

Un analyseur du type wollaston suivi de deux récepteurs permet la mesure simultanée de $\mathfrak{J}''$ et de $\mathfrak{J}'$. Nous aurons :

$$2\mathfrak{J}'' = I - (X \cos 2\alpha + Y \sin 2\alpha \cos \Phi + Z \sin 2\alpha \sin \Phi).$$

Posons : $x_0 = \cos 2\alpha \quad y_0 = \sin 2\alpha \cos \Phi \quad z_0 = \sin 2\alpha \sin \Phi.$

On vérifie que $x_0^2 + y_0^2 + z_0^2 = 1$ quels que soient α et Φ .

Inversement, il suffit que trois nombres x_0, y_0, z_0 , satisfassent à cette relation pour qu'on puisse trouver α et Φ donnant ces valeurs pour x_0, y_0, z_0 . On aura :

$$\begin{aligned} 2\mathfrak{J}' &= I + Xx_0 + Yy_0 + Zz_0 \\ 2\mathfrak{J}'' &= I - (Xx_0 + Yy_0 + Zz_0). \end{aligned}$$

La lumière non polarisée (naturelle) correspond au cas où $X = Y = Z = 0$. Dans ce cas quels que soient x_0, y_0, z_0 :

$$\mathfrak{J}' = \mathfrak{J}'' = \frac{I}{2}.$$

Un cas pur correspond à $I = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$. Prenons :

$$x_0 = \frac{X}{I} \quad y_0 = \frac{Y}{I} \quad z_0 = \frac{Z}{I}.$$

Puisque $x_0^2 + y_0^2 + z_0^2 = 1$, on pourra trouver α et Φ tels que :

$$Xx_0 + Yy_0 + Zz_0 = \frac{X^2 + Y^2 + Z^2}{I} = I$$

et par suite :

$$\mathfrak{J}' = I, \quad \mathfrak{J}'' = 0.$$

Le cas général de caractéristiques I, X, Y, Z avec $I > \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$ peut s'obtenir par superposition (sans corrélation de phase) de lumière naturelle avec :

$$\begin{aligned} I_n &= I - \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} \\ X_n &= Y_n = Z_n = 0 \end{aligned}$$

et d'un cas pur avec :

$$I_p = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} \quad X_p = X \quad Y_p = Y \quad Z_p = Z.$$

Le taux de polarisation absolu p est défini par :

$$p = \frac{I_p}{I_p + I_n} = \frac{\sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}}{I}.$$

Pour la lumière naturelle : $p = 0$.

Pour un cas pur : $p = 1$.

A côté de ce taux de polarisation absolu, on peut définir un taux de polarisation p_0 par rapport à un cas pur choisi arbitrairement défini par X_0, Y_0, Z_0 et $I_0 = \sqrt{X_0^2 + Y_0^2 + Z_0^2}$:

$$p_0 = \frac{XX_0 + YY_0 + ZZ_0}{I I_0}.$$

On a $-1 \leq p_0 \leq 1$ puisque :

$$(X^2 + Y^2 + Z^2)(X_0^2 + Y_0^2 + Z_0^2) - (XX_0 + YY_0 + ZZ_0)^2 \geq 0$$

et que $I^2 \geq X^2 + Y^2 + Z^2$. On s'intéresse plus particulièrement aux trois cas :

$X_0 > 0 \quad Y_0 = Z_0 = 0$ vibration rectiligne selon $\vec{d}_1 \quad E_2 = 0 :$

$$I_0 = X_0 \quad p_0 = p_1 = \frac{X}{I} \quad -1 \leq p_1 \leq 1.$$

$X_0 = 0 \quad Y_0 > 0 \quad Z_0 = 0$ vibration rectiligne selon la bissectrice

$$I_0 = Y_0 \quad \text{de } \vec{d}_1, \vec{d}_2 \quad E_2 = E_1 \quad \varphi_1 - \varphi_2 = 0 : \\ p_0 = p_2 = \frac{Y}{I}.$$

$X_0 = Y_0 = 0 \quad Z_0 > 0$ vibration circulaire de $\vec{d}_1$ vers $\vec{d}_2$

$$I_0 = Z_0 \quad E_2 = E_1 \quad \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\pi}{2} \quad p_0 = p_3 = \frac{Z}{I}.$$

On constate que, dans le cas général, où le cas pur X_0, Y_0, Z_0 , est quelconque, on a :

$$p_0 = \frac{p_1 X_0 + p_2 Y_0 + p_3 Z_0}{I_0}$$

et que si l'on prend plus particulièrement :

$$X_0 = X = I p_1, \quad Y_0 = Y = I p_2, \quad Z_0 = Z = I p_3,$$

$$I_0 = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} = I \sqrt{p_1^2 + p_2^2 + p_3^2}$$

on aura :

$$p_0 = \sqrt{p_1^2 + p_2^2 + p_3^2} = \frac{\sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}}{I} = p.$$

On voit que connaissant p_1, p_2, p_3 , le taux de polarisation absolu est $p = \sqrt{p_1^2 + p_2^2 + p_3^2}$.

En principe pour faire la mesure de p_0 , taux de polarisation par

rapport au cas pur $X_0, Y_0, Z_0, I_0 = \sqrt{X_0^2 + Y_0^2 + Z_0^2}$, il convient de prendre α et Φ tels que :

$$x_0 = \frac{X_0}{I_0}, \quad y_0 = \frac{Y_0}{I_0}, \quad z_0 = \frac{Z_0}{I_0}$$

qui vérifient bien $x_0^2 + y_0^2 + z_0^2 = 1$.

On a :

$$\mathfrak{J}' - \mathfrak{J}'' = Xx_0 + Yy_0 + Zz_0 \quad \mathfrak{J}' + \mathfrak{J}'' = I$$

et par suite :

$$p_0 = \frac{XX_0 + YY_0 + ZZ_0}{II_0} = \frac{Xx_0 + Yy_0 + Zz_0}{I} = \frac{\mathfrak{J}' - \mathfrak{J}''}{\mathfrak{J}' + \mathfrak{J}''}.$$

Pour avoir p_0 , il suffit de mesurer $\mathfrak{J}'$ et $\mathfrak{J}''$ ou simplement le rapport $\mathfrak{J}'/\mathfrak{J}''$.

p_1, p_2, p_3 s'obtiennent avec :

$$\begin{array}{llll} x_0 = 1, & y_0 = z_0 = 0, & \alpha = 0, & \Phi = 0 \\ x_0 = 0, & y_0 = 1, & \alpha = \frac{\pi}{4}, & \Phi = 0 \\ x_0 = 0, & y_0 = 0, & \alpha = \frac{\pi}{4}, & \Phi = \frac{\pi}{2}. \end{array}$$

Il est plus commode d'utiliser les nombres complexes (*) :

$$\begin{aligned} \psi_1 &= E_1 \exp(i\varphi_1) & \psi_2 &= E_2 \exp(i\varphi_2) \\ E_1^2 + E_2^2 &= \psi_1^\times \psi_1 + \psi_2^\times \psi_2 \\ E_1^2 - E_2^2 &= \psi_1^\times \psi_1 - \psi_2^\times \psi_2 \\ E_1 E_2 \exp i(\varphi_1 - \varphi_2) &= \psi_2^\times \psi_1 \\ 2E_1 E_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) &= \psi_1^\times \psi_2 + \psi_2^\times \psi_1 \\ 2E_1 E_2 \sin(\varphi_1 - \varphi_2) &= i(\psi_1^\times \psi_2 - \psi_2^\times \psi_1). \end{aligned}$$

On a donc, dans le cas général (superposition sans corrélation de phase des faisceaux eux-mêmes mélangés),

$$\begin{aligned} I &= \frac{cS}{8\pi} \sum (\psi_1^\times \psi_1 + \psi_2^\times \psi_2) & X &= \frac{cS}{8\pi} \sum (\psi_1^\times \psi_1 - \psi_2^\times \psi_2) \\ Y &= \frac{cS}{8\pi} \sum (\psi_1^\times \psi_2 + \psi_2^\times \psi_1) & Z &= \frac{cS}{8\pi} i \sum (\psi_1^\times \psi_2 - \psi_2^\times \psi_1). \end{aligned}$$

Considérons quelques cas particuliers un peu plus compliqués.

Soit une vibration exponentiellement amortie définie par :

$$\begin{aligned} \psi_1 &= \psi_{10} \exp\left(-\rho \frac{t-t_0}{\tau_1}\right) \exp i\theta, & \psi_2 &= \psi_{20} \exp\left(-\rho \frac{t-t_0}{\tau_2}\right) \exp i\theta \quad t > t_0 \\ \psi_1 &= \psi_2 = 0 & & t < t_0 \end{aligned}$$

(*) La notation $a^\times$ représente le nombre complexe conjugué du nombre complexe a .

θ varie au hasard au cours du temps, ψ_{10} , ψ_{20} sont des nombres complexes, $p \ll \omega$, de sorte que l'amplitude varie peu pendant un grand nombre de périodes. Supposons qu'il y ait à superposer un très grand nombre de ces vibrations selon une distribution telle qu'il y en ait un nombre $n_0 dt_0$ dans l'intervalle $(t_0, t_0 + dt_0)$ de variation du paramètre t_0 , n_0 étant une constante.

Les θ variant au hasard, nous aurons :

$$\bar{\Sigma} \psi_i^\times \psi_j = \psi_{i0}^\times \psi_{j0} \frac{n_0}{p} \int_{-\infty}^t p \exp[-p(t-t_0)] dt_0 = \psi_{i0}^\times \psi_{j0} \frac{n_0}{p}$$

puisque :

$$\int_{-\infty}^t p \exp[-p(t-t_0)] dt_0 = \int_0^\infty p \exp(-pt') dt' = 1.$$

Désignons par I_0 , X_0 , Y_0 , Z_0 , les quantités relatives au cas pur caractérisé par ψ_{10} et ψ_{20} . Nous aurons :

$$I = \frac{cS}{8\pi} \{ \bar{\Sigma} \psi_1^\times \psi_1 + \bar{\Sigma} \psi_2^\times \psi_2 \} = \frac{n_0}{p} \frac{cS}{8\pi} \{ \psi_{10}^\times \psi_{10} + \psi_{20}^\times \psi_{20} \} = \frac{n_0}{p} I_0$$

et de même :

$$X = \frac{n_0}{p} X_0 \quad Y = \frac{n_0}{p} Y_0 \quad Z = \frac{n_0}{p} Z_0.$$

Supposons maintenant que ces vibrations subissent à partir de $t = t_0$ une précession lente de vitesse angulaire $\omega_0 \ll \omega$. Elles seront définies par :

$$\psi_1 = [\psi_{10} \cos \omega_0(t-t_0) - \psi_{20} \sin \omega_0(t-t_0)] \exp\left(-p \frac{t-t_0}{2}\right) \exp i\theta$$

$$\psi_2 = [\psi_{20} \cos \omega_0(t-t_0) + \psi_{10} \sin \omega_0(t-t_0)] \exp\left(-p \frac{t-t_0}{2}\right) \exp i\theta$$

$$\text{pour } t - t_0 > 0 \quad \text{et} \quad \psi_1 = \psi_2 = 0 \quad \text{pour } t - t_0 < 0.$$

Supposons qu'il y en ait $n_0 dt_0$ quand t_0 varie de dt_0 , les θ variant au hasard, nous aurons :

$$\begin{aligned} \bar{\Sigma} \psi_i^\times \psi_i = & \frac{n_0}{p} \left\{ \psi_{10}^\times \psi_{10} \int_{-\infty}^t \cos^2 \omega_0(t-t_0) \cdot p \cdot \exp[-p(t-t_0)] dt_0 \right. \\ & + \psi_{20}^\times \psi_{20} \int_{-\infty}^t \sin^2 \omega_0(t-t_0) p \exp[-p(t-t_0)] dt_0 \\ & \left. - (\psi_{10}^\times \psi_{20} + \psi_{20}^\times \psi_{10}) \int_{-\infty}^t \sin \omega_0(t-t_0) \cdot \cos \omega_0(t-t_0) \cdot p \exp[-p(t-t_0)] dt_0 \right\}. \end{aligned}$$

Avec le changement de variable $t - t_0 = t'$ on aura pour les intégrales successives qui figurent dans les formules, les valeurs :

$$\begin{aligned} A &= \int_0^\infty \cos^2 \omega_0 t' p \exp(-pt') dt' & B &= \int_0^\infty \sin^2 \omega_0 t' p \exp(-pt') dt' \\ C &= \int_0^\infty \sin \omega_0 t' \cdot \cos \omega_0 t' p \exp(-pt') dt'. \end{aligned}$$

On montre que : $A + B = 1$

$$A - B + 2i\omega_0 = \int_0^\infty \exp(2i\omega_0 t') p \exp(-pt') dt' = \frac{1 + 2i\omega_0/p}{1 + 4\omega_0^2/p^2}.$$

On en tire facilement les valeurs de A, B, C.

On aura donc :

$$\bar{\Sigma} \psi_1^\times \psi_1 = \frac{n_0}{p} [\psi_{10}^\times \psi_{10} A + \psi_{20}^\times \psi_{20} B - (\psi_{10}^\times \psi_{20} + \psi_{20}^\times \psi_{10}) C]$$

et de même :

$$\bar{\Sigma} \psi_2^\times \psi_2 = \frac{n_0}{p} [\psi_{20}^\times \psi_{20} A + \psi_{10}^\times \psi_{10} B + (\psi_{10}^\times \psi_{20} + \psi_{20}^\times \psi_{10}) C]$$

$$\bar{\Sigma} \psi_1^\times \psi_2 = \frac{n_0}{p} [\psi_{10}^\times \psi_{20} A - \psi_{20}^\times \psi_{10} B + (\psi_{10}^\times \psi_{10} - \psi_{20}^\times \psi_{20}) C]$$

et en utilisant les mêmes notations que plus haut :

$$I = \frac{n_0}{p} I_0 \quad X = \frac{n_0}{p} [X_0(A - B) - Y_0 2C]$$

$$Z = \frac{n_0}{p} Z_0 \quad Y = \frac{n_0}{p} [Y_0(A - B) + X_0 2C].$$

En particulier si $X_0 = I_0$, $Y_0 = Z_0 = 0$, on aura :

$$I = \frac{n_0}{p} I_0 \quad X = \frac{n_0}{p} I_0 (A - B) \quad Y = \frac{n_0}{p} I_0 2C \quad Z = 0$$

$$p_1 = \frac{X}{I} = A - B = \frac{1}{1 + 4\omega_0^2/p^2} \quad p_2 = \frac{Y}{I} = 2C = \frac{2\omega_0/p}{1 + 4\omega_0^2/p^2} \quad p_3 = \frac{Z}{I} = 0.$$

On peut comparer ces résultats avec ceux relatifs à des vibrations non amorties durant seulement le temps ε compris dans l'intervalle $(t_0 + \tau, t_0 + \tau + \varepsilon)$, ε étant petit quoique grand devant la période des vibrations $\varepsilon\omega \gg 1$. On les suppose se superposer de sorte qu'il y en ait $n_0 dt_0$ quand t_0 varie de dt_0 , tandis que τ est distribué selon une loi de distribution exponentielle, $p \exp(-p\tau) d\tau$ donnant la probabilité pour que $\tau > 0$ soit compris dans l'intervalle $(\tau, \tau + d\tau)$. On aura :

$$\psi'_1 = \psi'_{10} \exp i\theta \quad \psi'_2 = \psi'_{20} \exp i\theta \quad \text{pour } t_0 + \tau < t < t_0 + \tau + \varepsilon$$

$$\psi'_1 = \psi'_2 = 0 \quad \text{pour les autres valeurs de } t.$$

On aura :

$$\begin{aligned} \bar{\Sigma} \psi'_i \times \psi'_j &= \psi'_{i0} \times \psi'_{j0} n_0 \int_{\tau=0}^{+\infty} \int_{t_0=t-\tau-\varepsilon}^{t-\tau} p \exp(-p\tau) dt_0 d\tau \\ &= \psi'_{i0} \times \psi'_{j0} n_0 \varepsilon \int_0^\infty p \exp(-p\tau) d\tau = \psi'_{i0} \times \psi'_{j0} n_0 \varepsilon \end{aligned}$$

I'_0, X'_0, Y'_0, Z'_0 étant les quantités relatives au cas pur caractérisé par ψ'_{10}, ψ'_{20} , on en tirera :

$$I' = I_0 n_0 \varepsilon \quad X' = X_0 n_0 \varepsilon \quad Y' = Y_0 n_0 \varepsilon \quad Z' = Z_0 n_0 \varepsilon.$$

Si nous supposons maintenant que ces vibrations subissent à partir de $t = t_0$ une précession $\omega_0 \ll \omega$, ε étant assez petit pour que $\varepsilon \omega_0 \ll 1$, on aura :

$$\psi'_1 = [\psi'_{10} \cos \omega_0(t - t_0) - \psi'_{20} \sin \omega_0(t - t_0)] \exp i\theta$$

$$\psi'_2 = [\psi'_{20} \cos \omega_0(t - t_0) + \psi'_{10} \sin \omega_0(t - t_0)] \exp i\theta$$

pour $t_0 + \tau < t < t_0 + \tau + \varepsilon$

et $\psi'_1 = \psi'_2 = 0$ pour les autres valeurs de t :

$$\bar{\Sigma} \psi'_1 \times \psi'_1 = n_0 \left[\psi'_{10} \times \psi'_{10} \int_{\tau=0}^{\infty} \int_{t_0=t-\tau-\varepsilon}^{t-\tau} p \exp(-p\tau) \cos^2 \omega_0(t - t_0) dt_0 \cdot d\tau + \dots \right]$$

mais :

$$\begin{aligned} \int_{\tau=0}^{\infty} \int_{t_0=t-\tau-\varepsilon}^{t-\tau} p \exp(-p\tau) \cos^2 \omega_0(t - t_0) dt_0 d\tau \\ = \varepsilon \int_0^{\infty} p \exp(-p\tau) \cos^2 \omega_0 \tau d\tau = \varepsilon A. \end{aligned}$$

On obtiendra finalement :

$$\begin{aligned} I' &= n_0 \varepsilon I_0 & X' &= n_0 \varepsilon [X_0(A - B) - Y_0 2C] \\ Z' &= n_0 \varepsilon Z_0 & Y' &= n_0 \varepsilon [Y_0(A - B) + X_0 2C]. \end{aligned}$$

Nous pouvons encore généraliser en considérant une superposition de tels faisceaux définis chacun à partir d'un cas pur. Comme nous supposerons essentiellement l'incohérence des phases, les I , X , Y , Z devront s'ajouter et si les distributions et la précession obéissent aux mêmes lois pour tous ces faisceaux (mêmes n_0 , p , ω_0), nous pouvons conserver les mêmes formules, mais I_0 , X_0 , Y_0 , Z_0 seront relatifs non pas à un cas pur, mais à un cas quelconque.

Considérons le cas où $Y_0 = Z_0 = 0$, on aura :

$$\begin{aligned} I &= \frac{n_0}{p} I_0 & X &= \frac{n_0}{p} X_0(A - B) & Y &= \frac{n_0}{p} X_0 2C & Z &= 0 \\ p_1 &= \frac{X}{I} = \frac{X_0}{I_0} (A - B) = \frac{p_0}{1 + 4(\omega_0/p)^2} & p_2 &= \frac{Y}{I} = \frac{X_0}{I_0} 2C = \frac{p_0 2\omega_0/p}{1 + 4(\omega_0/p)^2} \\ p_3 &= \frac{Z}{I} = 0 \end{aligned}$$

où p_0 est la valeur p_1 pour $\omega_0 = 0$.

On peut considérer que l'effet d'un champ magnétique sur la polarisation d'un faisceau émis par résonance dans la direction du champ consiste précisément en une précession analogue à celle que nous venons

de considérer $\omega_0 = g\omega_H$, ω_H vitesse angulaire de Larmor, g facteur de Landé de la composante hyperfine considérée. Nous aboutirons à des formules analogues aux précédentes dans les chapitres qui suivent.

CHAPITRE III

Polarisation de la lumière émise par résonance.

Le phénomène de la résonance optique peut se décrire ainsi (voir fig. 2). Un atome dans un état n_1 (en général l'un de ceux constituant le niveau normal fin N_0) est soumis à un rayonnement dont la fréquence

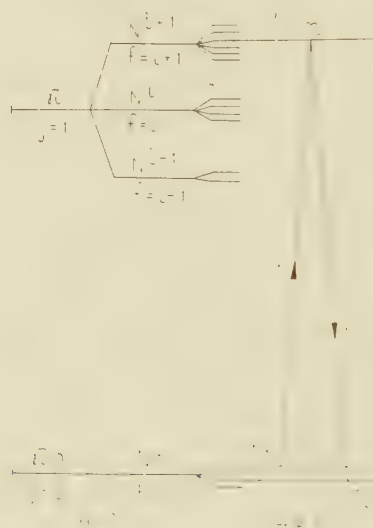


Fig. 2.

est voisine de la fréquence ν telle que l'énergie $h\nu$ permette à l'atome de passer de l'état n_1 à un état excité n : $W_n - W_{n_1} = h\nu$. L'atome a alors une certaine probabilité de passer à l'état n . Il y reste un certain temps, puis après émission d'un photon de fréquence ν' , l'atome prend un état n_2 (qui, dans la résonance proprement dite, est l'un des états constituant le niveau fin N_0). Dans les cas expérimentaux étudiés dans notre travail, les choses sont particulièrement simples du fait que, même tenant compte de l'effet du spin nucléaire i , le niveau fin N_0

pour lequel $j = 0$ comprend $2i + 1$ états dont l'énergie est la même en l'absence du champ magnétique. Le niveau fin N' qui comprend l'état excité n , est tel que $j = 1$, il comprend $(2j + 1)(2i + 1) = 3(2i + 1)$ états. En l'absence du champ magnétique, si $i \geq 1$, ces états se groupent en trois niveaux hyperfins distincts énergétiquement avec $f = i + 1$, i , $i - 1$. Si $i = 1/2$ le dernier n'existe pas et si $i = 0$ le premier seul subsiste. Nous désignerons ces niveaux hyperfins par N^{i+1} , N^i , N^{i-1} , c'est-à-dire Nf . Si le champ magnétique n'est pas nul chacun de ces niveaux est décomposé en $2f + 1$ états énergétiquement différents, la présence du champ introduisant une énergie supplémentaire $= g\mu_B H m$; g est le facteur de Landé dépendant en particulier de f ; μ_B est le magnéton de Bohr, $\mu_B = \frac{eh}{4\pi m_0 c} = \frac{e\hbar}{2m_0 c}$, H la valeur du champ; m le nombre quantique magnétique $m = f, f - 1, \dots, -f$. Nous supposerons toujours le champ H assez faible pour que la variation d'énergie due à la présence du champ soit faible par rapport aux différences d'énergie des niveaux hyperfins Nf .

Dans ce qui suit nous supposerons, d'autre part, que le faisceau excitateur n'est pas rigoureusement monochromatique, mais possède un spectre continu même si celui ci est très étroit. D'une façon plus précise nous supposerons que $\rho(\nu)d\nu$ étant la densité de l'énergie rayonnante, à laquelle est soumis l'atome dans l'intervalle de fréquence ν , $\nu + d\nu$ ($d\nu$ étant infiniment petit), $\rho(\nu)$ reste constant dans un domaine comprenant tous les ν tels que $W_n - W_{n_1} = h\nu$, les n appartenant à la décomposition d'un même niveau hyperfin Nf par le champ magnétique (même raie hyperfine) tandis qu'il pourra ne pas avoir la même valeur pour les différents niveaux hyperfins Nf (raies hyperfines différentes).

De toutes façons on supposera que la largeur naturelle des raies est faible par rapport au domaine dans lequel $\rho(\nu)$ reste constant. La largeur naturelle est la quantité p/π où p est la constante qui règle la distribution des durées de vie à l'état excité. Une durée de vie de valeur comprise entre τ et $\tau + d\tau$ a une probabilité $\mathfrak{F}(\tau)d\tau = p \exp(-p\tau)d\tau$ où le coefficient devant l'exponentielle a été choisi de façon que la probabilité totale soit égale à 1.

Caractéristiques de l'excitation. — Considérons un domaine de fréquences $\nu - \frac{\Delta\nu}{2}$, $\nu + \frac{\Delta\nu}{2}$ satisfaisant à la fois aux conditions que $\rho(\nu)$ y soit constant, qu'il contienne largement les ν tels que $W_n - W_{n_1} = h\nu$ pour tous les n provenant de la décomposition d'un niveau hyperfin Nf et qu'il soit beaucoup plus grand que la largeur naturelle p/π . Dans le faisceau excitateur isolons ce qui concerne ce domaine de fréquence, nous le considérerons comme un rayonnement purement monochromatique de fréquence ν . Supposons qu'il soit purement polarisé, s'il ne l'était pas nous pourrions toujours le considérer comme constitué par la

superposition sans corrélation de phase de tels faisceaux. Si la direction de propagation est $\vec{d}$ et si $\vec{d}_1$ et $\vec{d}_2$ sont deux vecteurs unitaires perpendiculaires entre eux et à $\vec{d}$, dans la région où se trouve placé l'atome soumis au rayonnement, le faisceau pourra être caractérisé comme nous l'avons fait plus haut par les deux nombres complexes Ψ_1 , Ψ_2 , qui se rapportent aux composantes selon $\vec{d}_1$ et $\vec{d}_2$ du champ électrique correspondant $\rho(\nu)\Delta\nu = \frac{1}{8\pi} (\Psi_1^\times \Psi_1 + \Psi_2^\times \Psi_2)$. On remarquera que Ψ_1 et Ψ_2 dépendent du choix de $\Delta\nu$. Dans le cas où l'interaction rayonnement atome est du type dipolaire électrique nous devons admettre que le phénomène dépend du champ électrique du rayonnement excitateur à l'endroit où se trouve l'atome et cela d'une façon indépendante de la direction de propagation du rayonnement.

Nous serons donc amenée à introduire par rapport aux axes x , y , z centrés sur l'atome un vecteur complexe $\vec{\Phi}$ de composantes complexes :

$$\Phi_x, \Phi_y, \Phi_z \text{ défini par } \vec{\Phi} = (\Psi_1 \vec{d}_1 + \Psi_2 \vec{d}_2) \frac{1}{\sqrt{\Delta\nu}}.$$

Il représente à la constante $\frac{1}{\sqrt{\Delta\nu}}$ près, le champ électrique correspondant à la bande de fréquence de largeur $\Delta\nu$ isolée dans le faisceau excitateur.

On a :

$$\vec{\Phi}^\times \vec{\Phi} = \Phi_x^\times \Phi_x + \Phi_y^\times \Phi_y + \Phi_z^\times \Phi_z = \frac{1}{\Delta\nu} (\Psi_1^\times \Psi_1 + \Psi_2^\times \Psi_2) = \rho(\nu) \cdot 8\pi.$$

On voit que $\vec{\Phi}$ ainsi défini ne dépend plus du choix arbitraire de $\Delta\nu$. Nous verrons que les paramètres de l'émission sont des fonctions linéaires et homogènes des quantités $\Phi_h^\times \Phi_{h'}$ où h et h' sont pris parmi x , y , z . Dans le cas d'une excitation plus compliquée où le rayonnement est un mélange et où même des faisceaux de différentes directions sont simultanément utilisés, nous aurons à effectuer des moyennes et des sommes des quantités $\Phi_h^\times \Phi_{h'}$.

Caractéristiques de l'émission. — En ce qui concerne l'émission nous serons amenée d'une façon un peu analogue à introduire un vecteur complexe $\vec{\varphi}$ représentant l'émission due à l'excitation par un faisceau purement polarisé caractérisé par le vecteur complexe $\vec{\Phi}$ selon un processus élémentaire de résonance : passage de l'atome de l'état n_1 , à l'état excité n , puis à l'état n_2 voisin de n_1 . En un point à la distance R de l'atome, dans une direction déterminée $\vec{d}'$ avec ses deux directions perpendiculaires $\vec{d}_1'$, $\vec{d}_2'$, le champ électrique sera défini par les deux

nombres complexes $\psi_1\psi_2$. Ces nombres seront liés à $\vec{\varphi}$ par les relations :

$$\psi_1 = (\vec{\varphi} \cdot \vec{d}_1) \frac{(2\pi\nu')^2}{Rc^2} \quad \psi_2 = (\vec{\varphi} \cdot \vec{d}_2) \frac{(2\pi\nu')^2}{Rc^2}$$

où ν' est la fréquence correspondant à l'énergie $h\nu' = W_n - W_{n_2}$. L'énergie émise par l'atome par unité de temps lors du processus $n_1 \rightarrow n \rightarrow n_2$ et dans l'angle solide $d\Omega$ autour de $\vec{d}'$ sera alors :

$$\frac{d\Omega R^2 c}{8\pi} (\psi_1^\times \psi_1 + \psi_2^\times \psi_2) = \frac{(2\pi\nu')^4}{c^3 8\pi} d\Omega \times \\ [\varphi_x^\times \varphi_x (1 - d_x'^2) + \varphi_y^\times \varphi_y (1 - d_y'^2) + \varphi_z^\times \varphi_z (1 - d_z'^2) \\ - (\varphi_x^\times \varphi_y + \varphi_y^\times \varphi_x) d_x' d_y' - (\varphi_y^\times \varphi_z + \varphi_z^\times \varphi_y) d_y' d_z' - (\varphi_x^\times \varphi_z + \varphi_z^\times \varphi_x) d_x' d_z'].$$

L'énergie émise dans toutes les directions par unité de temps sera :

$$\frac{(2\pi\nu')^4}{c^3} \cdot \frac{1}{3} (\varphi_x^\times \varphi_x + \varphi_y^\times \varphi_y + \varphi_z^\times \varphi_z) = \frac{(2\pi\nu')^4}{c^3} \frac{1}{3} (\vec{\varphi}^\times \cdot \vec{\varphi})$$

On en déduit que pour un atome dans l'état initial la probabilité pour qu'un photon soit émis pendant le temps dt selon ce processus élémentaire sera :

$$Qdt = \frac{(2\pi\nu')^3}{c^3 \hbar} \frac{1}{3} (\vec{\varphi}^\times \cdot \vec{\varphi}) dt.$$

On remarquera que le choix de la constante $\frac{(2\pi\nu')^2}{Rc^2}$ qui intervient dans les formules reliant les ψ et les φ , a été fait de façon à rapporter $\vec{\varphi}$ au moment électrique dipolaire de la théorie classique.

On sera amené à introduire les produits :

$$\psi_i^\times \psi_j = \sum_{hk} d'_{ih} d'_{jk} \varphi_h^\times \varphi_k \frac{(2\pi\nu')^4}{R^2 c^4}$$

où i et j sont l'un des deux nombres 1 ou 2 tandis que h et k sont l'une des trois lettres x, y ou z .

La connaissance des $\varphi_h^\times \varphi_k$ permet celle de tout $\psi_i^\times \psi_j$ et, par suite, donne les résultats de toutes les mesures possibles d'intensité et de polarisation des faisceaux émis.

Considérons le processus élémentaire : passage de n_1 à n par absorption suivi du passage de n à n_2 par émission. Nous pouvons admettre que les $\varphi_x, \varphi_y, \varphi_z$ correspondant à l'émission sont des fonctions linéaires des Φ_x, Φ_y, Φ_z correspondant à l'excitation :

$$\varphi_h = \Gamma \sum_k \Phi_k O_{kh}.$$

Γ est une constante qui ne dépend pas du processus élémentaire particulier considéré, mais seulement de p . Nous en donnerons plus tard l'expression.

Les O_{kh} sont reliés aux éléments des matrices représentant les composantes du moment électrique dipolaire M_x , M_y , M_z par la formule :

$$O_{kh} = (M_k^{nn_1}(t_1))^\times M_h^{nn_2}(t_2)$$

où $M_k^{nn_0}(t)$ est l'élément nn_0 de la matrice de l'opérateur M_k dans la base définie par les états tels que n et n_0 . L'apparition de t indique qu'il convient d'utiliser les matrices de la représentation de Heisenberg, munies du terme variable $\exp \left[i \frac{W_n - W_{n_0}}{h} t \right]$ et d'un terme de phase arbitraire $\exp i(\theta_n - \theta_{n_0})$.

D'autre part, dans $M_k^{nn_1}(t)$, qui se rapporte à l'excitation, t sera pris égal à t_1 , l'instant de l'excitation ; dans $M_h^{nn_2}(t)$, qui se rapporte à l'émission, t sera pris égal à t_2 l'instant de l'émission. $t_2 - t_1$ sera donc la durée τ de vie de l'état excité. On aura ainsi :

$$\begin{aligned} O_{kh} &= (M_k^{nn_1})^\times \cdot M_h^{nn_2} \cdot \exp i \left[\frac{W_{n_1} - W_n}{h} t_1 - \frac{W_n - W_{n_2}}{h} t_2 - (\theta_{n_1} - \theta_n) - (\theta_n - \theta_{n_2}) \right] \\ &= (M_k^{nn_1})^\times (M_h^{nn_2}) \exp i \left[\frac{W_n}{h} (t_2 - t_1) - \left(\theta_{n_1} - \frac{W_{n_1}}{h} t_1 \right) - \left(\theta_{n_2} - \frac{W_{n_2}}{h} t_2 \right) \right]. \end{aligned}$$

En général, il faudra tenir compte simultanément de plusieurs de ces processus élémentaires : de tous ceux correspondant à une raie hyperfine ou de tous ceux correspondant à toutes les raies hyperfines constituant la raie fine considérée.

Supposons toutefois d'abord que nous puissions isoler un seul de ces processus, le processus $n_1 \rightarrow n \rightarrow n_2$. Formons les termes quadratiques :

$$\begin{aligned} \varphi_h^\times \varphi_{h'} &= \Gamma^\times \Gamma \sum_{kk'} \Phi_k^\times \Phi_{k'} O_{kh}^\times O_{k'h'} \\ &= \Gamma^\times \Gamma \sum_{k,h} \Phi_k^\times \Phi_k^\times M_k^{nn_1} (M_h^{nn_2})^\times (M_{k'}^{nn_1})^\times M_{h'}^{nn_2} \end{aligned}$$

on voit que le terme de phase disparaît du calcul.

Dans le cas le plus général où interviennent plusieurs processus élémentaires, on devra former :

$$\varphi_h = \Gamma \sum_{n_1, n, n_2, k} \Phi_k O_{kh}(n_1, n, n_2)$$

et les termes quadratiques :

$$\varphi_h^\times \varphi_{h'} = \Gamma \times \Gamma \sum_{\substack{n_1 n n_2 k \\ n_1 n' n_2 k'}} \Phi_k^\times \Phi_{k'} O_{kh}^\times (n_1 n n_2) O_{k'h'} (n_1' n' n_2').$$

Dans ces expressions figureront les termes de phase :

$$\exp i \left\{ \frac{W_{n'} - W_n}{\hbar} (t_2 - t_1) + \left[\theta_{n_1'} - \theta_{n_1} + \frac{W_{n_1'} - W_{n_1}}{\hbar} t_1 \right] - \left[\theta_{n_2'} - \theta_{n_2} + \frac{W_{n_2'} - W_{n_2}}{\hbar} t_2 \right] \right\}.$$

En ce qui concerne les phases θ nous pouvons dire que quand on considère, comme on le doit, non pas un seul mais un grand nombre d'atomes les θ sont distribués au hasard de sorte que, dans les sommes de termes quadratiques, disparaissent tous les termes pour lesquels n_1' et n_1 ou bien n_2' et n_2 ne sont pas identiques.

Le seul terme de phase dans O_{kh} qui ne disparaît pas à la fin des calcul est donc le terme :

$$\exp \left[i \frac{W_n}{\hbar} (t_2 - t_1) \right].$$

Or, nous avons déjà rappelé à propos de la largeur naturelle des raies que la probabilité pour une durée de vie $t_2 - t_1$ d'avoir une valeur comprise entre τ et $\tau + d\tau$ est $\mathcal{P}(\tau) d\tau = p \exp(-p\tau) d\tau$.

Dans chaque composante de moy $\varphi_h^\times \varphi_{h'}$, le terme de phase interviendra donc par l'intermédiaire des moyennes :

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \exp \left[i \frac{W_{n'} - W_n}{\hbar} \tau \right] \mathcal{P}(\tau) d\tau &= \int_0^\infty p \exp \left[\left(-p + i \frac{W_{n'} - W_n}{\hbar} \right) \tau \right] d\tau \\ &= \frac{p}{p - i \frac{W_{n'} - W_n}{\hbar}} = \frac{1 - i \frac{W_n - W_{n'}}{p\hbar}}{1 + \frac{(W_n - W_{n'})^2}{p^2 \hbar^2}}. \end{aligned}$$

On voit qu'y figure le rapport de $W_n - W_{n'}$ à l'énergie $p\hbar$, qui est la demi-largeur naturelle des raies exprimée en énergie.

Si $W_n - W_{n'}$ est beaucoup plus grand que $p\hbar$, ces moyennes sont nulles et les processus dont n est l'état intermédiaire se comporteront comme ne présentant pas de cohérence de phase avec ceux dont n' est l'état intermédiaire.

Dans les cas que nous considérerons, les états qui proviennent de niveaux hyperfins différents, c'est-à-dire dont les f sont différents, se trouvent vérifier cette condition c'est-à-dire sont largement séparés par

rapport à la largeur naturelle des raies. Il n'y aura que le cas où n et n' appartiennent à la décomposition magnétique d'un même niveau hyperfin que nous pourrions avoir cohérence.

On remarquera que ces résultats s'obtiendraient en supposant seulement que :

$$O_{kh} = [M_k^{nn_1}]^\times M_h^{nn_2} \exp \left[i \frac{W_n}{\hbar} (t_2 - t_1) \right];$$

$$\varphi_h = \Gamma \sum_k \Phi_k [M_k^{nn_1}]^\times M_h^{nn_2} \exp \left[i \frac{W_n}{\hbar} (t_2 - t_1) \right]$$

mais que les φ_h relatifs à des couples n_1, n_2 distincts sont incohérents de même que ceux relatifs à des composantes hyperfines distinctes. Les termes quadratiques correspondants doivent simplement s'ajouter.

On pourra remarquer que les indices k et h qui sont supposés pris dans les indices x, y, z , pourraient être pris dans les indices a, b, z , en posant :

$$G_a = \frac{1}{\sqrt{2}} (G_x - iG_y), \quad G_b = \frac{1}{\sqrt{2}} (G_x + iG_y)$$

où G représente aussi bien M^{nn_0} que φ ou Φ .

On a :

$$G_a^\times G_a' + G_b^\times G_b' = G_x^\times G_x' + G_y^\times G_y'.$$

On a en effet :

$$\varphi_a = \Gamma \Phi M_a^{nn_2} \exp \left[i W_n \frac{t_2 - t_1}{\hbar} \right]$$

$$\varphi_b = \Gamma \Phi M_b^{nn_2} \exp \left[i W_n \frac{t_2 - t_1}{\hbar} \right]$$

$$\varphi_z = \Gamma \Phi M_z^{nn_2} \exp \left[i W_n \frac{t_2 - t_1}{\hbar} \right]$$

avec :

$$\Phi = \Phi_x (M_x^{nn_1})^\times + \Phi_y (M_y^{nn_1})^\times + \Phi_z (M_z^{nn_1})^\times$$

$$= \Phi_a (M_a^{nn_1})^\times + \Phi_b (M_b^{nn_1})^\times + \Phi_z (M_z^{nn_1})^\times.$$

Cette forme est particulièrement intéressante du fait que, si k et h ont pris dans a, b, z , il n'y a qu'un seul des neuf coefficients $(M_k^{nn_1})^\times \cdot M_h^{nn_2}$ qui peut ne pas être nul.

En effet, on sait que m et m_0 étant les nombres quantiques magnétiques des niveaux n et n_0 :

$$\begin{array}{ll} \text{Si } m - m_0 = -1 & M_b^{nn_0} = M_z^{nn_0} = 0. \\ \text{Si } m - m_0 = 0 & M_a^{nn_0} = M_b^{nn_0} = 0. \\ \text{Si } m - m_0 = +1 & M_a^{nn_0} = M_z^{nn_0} = 0, \end{array}$$

tandis que si $m - m_0$ n'a aucune de ces trois valeurs :

$$M_a^{nn_0} = M_b^{nn_0} = M_z^{nn_0} = 0.$$

Soient N et N_0 les niveaux hyperfins à $2f + 1$ et $2f_0 + 1$ composantes qui comprennent n et n_0 .

Nous pourrions poser :

$$\text{Si } m - m_0 = -1 \quad M_a^{nn_0} = a(m)M^{NN_0}.$$

$$\text{Si } m - m_0 = 0 \quad M_z^{nn_0} = z(m)M^{NN_0}.$$

$$\text{Si } m - m_0 = +1 \quad M_b^{nn_0} = b(m)M^{NN_0},$$

où M^{NN_0} est un coefficient qui est le même dans les trois cas et ne dépend que des niveaux N et N_0 .

Si $f - f_0 = -1$, on a :

$$a(m) = -\sqrt{\frac{(f+m+1)(f+m+2)}{2}} \quad z(m) = \sqrt{(f+m+1)(f-m+1)}$$

$$b(m) = \sqrt{\frac{(f-m+1)(f-m+2)}{2}}.$$

On vérifie que $a(-m) = -b(m)$ et $z(-m) = z(m)$ et que :

$$a^2 + b^2 + z^2 = (f+1)(2f+3).$$

Si $f - f_0 = 0$, on a :

$$a(m) = \sqrt{\frac{(f+m+1)(f-m)}{2}} \quad b(m) = \sqrt{\frac{(f-m+1)(f+m)}{2}}$$

$$z(m) = m.$$

On vérifie que $a(-m) = b(m)$, $z(-m) = -z(m)$ et :

$$a^2 + b^2 + z^2 = f(f+1).$$

Si $f - f_0 = +1$, on a :

$$a(m) = +\sqrt{\frac{(f-m-1)(f-m)}{2}} \quad z(m) = \sqrt{(f+m)(f-m)}$$

$$b(m) = -\sqrt{\frac{(f+m+1)(f+m)}{2}}$$

et on vérifie que $a(-m) = -b(m)$, $z(-m) = z(m)$:

$$a^2 + b^2 + z^2 = f(2f-1).$$

Si $f - f_0$ a une autre valeur que $+1$, 0 , -1 tous les termes sont nuls.

On a, d'autre part :

$$M^{NN_0} = \mathcal{M}.F$$

$\mathcal{M}$ étant un coefficient relatif aux niveaux fins N et N_0 dont proviennent les niveaux hyperfins N et N_0 . F un nombre qui dépend des valeurs de j pour ces niveaux fins, du spin nucléaire i et des valeurs de f pour N et N_0 .

Dans les cas qui nous intéressent, $j=1$ pour le niveau fin qui se décompose en les niveaux Nf , $j=0$ pour celui qui donne N_0 . On sait que $f_0=i$ tandis que $f=i+1$, i , $i-1$, la dernière valeur n'existant que si $i \geq 1$ et la seconde que si $i \geq 1/2$. Pour F on a les valeurs suivantes :

$$\text{Si } f=i-1 \quad f-f_0=-1 \quad F=\frac{1}{\sqrt{(f+1)(2f+3)}}=\frac{1}{\sqrt{i(2i+1)}}.$$

$$\text{Si } f=i \quad f-f_0=0 \quad F=\frac{1}{\sqrt{f(f+1)}}=\frac{1}{\sqrt{i(i+1)}}.$$

$$\text{Si } f=i+1 \quad f-f_0=+1 \quad F=\frac{1}{\sqrt{f(2f-1)}}=\frac{1}{\sqrt{(i+1)(2i+1)}}.$$

On vérifie que dans ces trois cas on a :

$$\begin{aligned} \sum_{n_0} \{ M_x^{nn_0}{}^2 + M_y^{nn_0}{}^2 + M_z^{nn_0}{}^2 \} &= \sum_{n_0} \{ M_a^{nn_0}{}^2 + M_b^{nn_0}{}^2 + M_z^{nn_0}{}^2 \} \\ &= |M^{NN_0}|^2 (a^2 + b^2 + c^2) = |\mathcal{M}|^2. \end{aligned}$$

Cette expression est indépendante de m et de f comme le prévoit la règle de la somme. Cette quantité, qui à un facteur près est égale à la probabilité de passage par émission spontanée de l'un des niveaux supérieurs n aux divers niveaux inférieurs n_0 , doit être indépendante de l'isotope. On peut donc être assuré que $|\mathcal{M}|^2$ est indépendant de i , fait qui sera utilisé dans les calculs relatifs à des mélanges d'isotopes.

Valeur de la constante Γ . — Bien qu'en ce qui nous concerne (calcul de taux de polarisation) la constante Γ disparaisse de tous les calculs, il est pourtant intéressant d'avoir sa valeur. La méthode que nous utiliserons possède l'avantage de présenter le cas d'une excitation isotrope, d'une part et de montrer, d'autre part, que les hypothèses faites s'accordent avec la théorie des coefficients A et B d'Einstein.

Considérons donc le cas où nous pouvons isoler le processus élémentaire unique : passage de n_1 à n puis à n_2 , l'atome étant soumis à un rayonnement isotrope non polarisé. Dans ce cas on a superposition de faisceaux excitateurs non polarisés se propageant dans toutes les directions. On pourra grouper en un seul les faisceaux dont les directions de propagations sont contenues dans un cône d'ouverture $d\Omega$. Pour ce faisceau de direction $\vec{d}$ ($\vec{d}_1$ et $\vec{d}_2$ étant perpendiculaires à $\vec{d}$ et perpendiculaires entre eux) on a :

$$\Sigma \Psi_1^\times \Psi_1 = \Sigma \Psi_2^\times \Psi_2 = K d\Omega$$

$$\bar{\Sigma} \Psi_1^\times \Psi_2 = 0$$

Pour l'ensemble de toutes les directions nous aurons :

$$\bar{\Sigma} \Phi_x^\times \Phi_x = \frac{1}{\Delta\nu} \bar{\Sigma} [d_{1x} \Psi_1^\times + d_{2x} \Psi_2^\times] [d_{1x} \Psi_1 + d_{2x} \Psi_2] = \int \frac{K d\Omega}{\Delta\nu} (1 - d_x^2) = \frac{K \cdot 8\pi}{3\Delta\nu}$$

$$\bar{\Sigma} \Phi_x^\times \Phi_y = \frac{1}{\Delta\nu} \bar{\Sigma} [d_{1x} \Psi_1^\times + d_{2x} \Psi_2^\times] [d_{1y} \Psi_1 + d_{2y} \Psi_2] = \int \frac{K d\Omega}{\Delta\nu} (-d_x d_y) = 0.$$

On voit que nous avons :

$$\bar{\Sigma} (\Phi_x^\times \Phi_x + \Phi_y^\times \Phi_y + \Phi_z^\times \Phi_z) = 8\pi \rho(\nu) = \frac{8\pi K}{\Delta\nu}$$

d'où :

$$K = \rho(\nu) \Delta\nu.$$

On a donc, dans le cas d'une excitation isotrope :

$$\bar{\Sigma} \Phi_x^\times \Phi_x = \bar{\Sigma} \Phi_y^\times \Phi_y = \bar{\Sigma} \Phi_z^\times \Phi_z = \frac{8\pi}{3} \rho(\nu) \quad \bar{\Sigma} \Phi_x^\times \Phi_y = \dots = 0$$

et par suite :

$$\begin{aligned} \bar{\Sigma} \vec{\varphi}^\times \cdot \vec{\varphi} &= \bar{\Sigma} (\varphi_x^\times \varphi_x + \varphi_y^\times \varphi_y + \varphi_z^\times \varphi_z) = \Gamma^\times \Gamma M^2 M'^2 \bar{\Sigma} \Phi_x^\times \Phi_x \\ &= \Gamma^\times \Gamma M^2 M'^2 \frac{8\pi}{3} \rho(\nu) \end{aligned}$$

avec :

$$M^2 = |M_x^{nn_1}|^2 + |M_y^{nn_1}|^2 + |M_z^{nn_1}|^2 \quad \text{et} \quad M'^2 = |M_x^{nn_2}|^2 + |M_y^{nn_2}|^2 + |M_z^{nn_2}|^2.$$

Pour un atome placé dans un rayonnement isotrope de densité d'énergie $\rho(\nu)\Delta\nu$ dans la bande $\Delta\nu$, la probabilité Q pour qu'un photon soit émis par unité de temps est donc donnée par :

$$Q = \frac{(2\pi\nu')^3}{3c^3\hbar} (\vec{\varphi}^\times \cdot \vec{\varphi}) = \frac{4(2\pi)^4\nu'^3}{9c^3\hbar} \Gamma^\times \Gamma \rho(\nu) M^2 M'^2.$$

Considérons, d'autre part, les coefficients d'Einstein en raisonnant sur un nombre $\mathcal{L}_1$ d'atomes dans l'état n_1 . Désignons par A et B les coefficients d'Einstein pour l'émission spontanée et l'absorption de photons d'énergie $h\nu$ relatifs au passage entre les états n_1 et n , A' celui pour l'émission de photons d'énergie $h\nu'$ relatif au passage de l'état n à l'état n_2 .

On sait que :

$$A = \frac{4(2\pi\nu)^3}{3c^3\hbar} M^2 \quad B = A \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} \quad A' = \frac{4(2\pi\nu')^3}{3c^3\hbar} M'^2.$$

Etant donné qu'il y a $\mathcal{L}_1$ atomes dans l'état n_1 , calculons le nombre $\mathcal{L}$ (faible par rapport à $\mathcal{L}_1$) d'atomes dans l'état n .

Le nombre des passages, pendant le temps dt , de l'état n_1 à l'état n , dans un rayonnement isotrope de densité $\rho(\nu)\Delta\nu$ dans l'intervalle de fréquence $\Delta\nu$ est $\mathcal{L}_1 B \rho(\nu) dt$.

Si p est la constante liée à la durée de vie à l'état n (comprenant l'effet d'émission spontanée d'un photon avec passage à un quelconque

des états d'énergie inférieure, l'effet d'émission forcée de photons sous l'influence du rayonnement pouvant être négligé si $\varphi(\nu)$ est assez faible, comme nous le supposons ici), on aura :

$$\mathcal{L}_1 B \rho(\nu) dt = \mathcal{L} p dt$$

et par suite :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_1 \frac{B \rho(\nu)}{p}.$$

Le nombre de photons émis avec passage de n à n_2 sera donc :

$$\mathcal{L} A' dt = \frac{\mathcal{L}_1 B A' \rho(\nu)}{p} dt = \mathcal{L}_1 \frac{4(2\pi)^4 \nu^3}{9c^3 h^3 p} \varphi(\nu) M^2 M'^2 dt.$$

Or, cette quantité est égale aussi à :

$$\mathcal{L}_1 Q dt = \mathcal{L}_1 \frac{4(2\pi)^4 \nu^3}{9c^3 h} \Gamma^\times \Gamma \rho(\nu) M^2 M'^2 dt.$$

On aura donc :

$$\Gamma^\times \Gamma = \frac{1}{h^2 p}.$$

CHAPITRE IV

Résonance d'une composante hyperfine isolée.

Nous avons vu que si les niveaux hyperlins sont séparés par des distances bien supérieures à la largeur naturelle on peut considérer à part les effets de résonance sur les diverses composantes hyperlins de la raie étudiée. Le champ magnétique sépare le niveau N en $2f + 1$ niveaux, dont fait partie le niveau n et le niveau N_0 en $2f_0 + 1$ niveaux dont font partie n_1 et n_2 .

Groupons les processus dont l'état initial n_1 est le même. Du fait de la règle de sélection pour Δm , neuf processus sont possibles en général.

Désignons par m le nombre magnétique du niveau n , par m_1 celui du niveau n_1 , par m_2 celui du niveau n_2 . Les neuf processus se séparent en cinq groupes :

I	avec 1 processus	$m_2 - m_1 = +2$	avec	$m - m_1 = +1$	$m - m_2 = -1$
II	» 2 »	$m_2 - m_1 = +1$	I »	$m - m_1 = 0$	$m - m_2 = -1$
			et I »	$m - m_1 = +1$	$m - m_2 = 0$
III	» 3 »	$m_2 - m_1 = 0$	I »	$m - m_1 = -1$	$m - m_2 = -1$
			et I »	$m - m_1 = 0$	$m - m_2 = 0$
			et I »	$m - m_1 = +1$	$m - m_2 = +1$
IV	» 2 »	$m_2 - m_1 = -1$	I »	$m - m_1 = -1$	$m - m_2 = 0$
			et I »	$m - m_1 = 0$	$m - m_2 = +1$
V	» 1 »	$m_2 - m_1 = -2$	»	$m - m_1 = -1$	$m - m_2 = +1$

D'après ce que nous avons dit en général, les processus à l'intérieur d'un même groupe présentent une certaine cohérence de phase et doivent être traités en même temps. Leurs φ_k doivent être additionnés avant que soient formées les quantités quadratiques $\varphi_k^* \varphi_{k'}$. Les processus appartenant à des groupes différents qui sont sans cohérence de phase sont à traiter indépendamment. Les quantités quadratiques $\varphi_k^* \varphi_{k'}$ doivent être additionnées ultérieurement.

Désignons par $W_{(m)}$ l'énergie du niveau excité n de nombre quantique m , nous aurons :

Pour le groupe I : $m_2 = m_1 + 2$, $m = m_1 + 1$:

$$\varphi_a = \Gamma |M^{NN_0}|^2 \Phi_b b_{(m_1+1)} a_{(m_1+1)} \exp \left[i \frac{W_{(m_1+1)}}{\hbar} (t_2 - t_1) \right] \quad \varphi_z = 0 \quad \varphi_b = 0.$$

Pour le groupe II : $m_2 = m_1 + 1$, $m = m_1$ ou $m_1 + 1$.

En ajoutant les φ des deux processus on a :

$$\begin{aligned} \varphi_a &= \Gamma |M^{NN_0}|^2 \Phi_z z_{(m_1)} a_{(m_1)} \exp \left[i \frac{W_{(m_1)}}{\hbar} (t_2 - t_1) \right] \\ \varphi_z &= \Gamma |M^{NN_0}|^2 \Phi_b b_{(m_1+1)} z_{(m_1+1)} \exp \left[i \frac{W_{(m_1+1)}}{\hbar} (t_2 - t_1) \right] \quad \varphi_b = 0. \end{aligned}$$

Pour le groupe III : $m_2 = m_1$, $m = m_1 - 1$ ou m_1 ou $m_1 + 1$.

En ajoutant les φ des trois processus on a :

$$\begin{aligned} \varphi_a &= \Gamma |M^{NN_0}|^2 \Phi_a a_{(m_1-1)}^2 \exp \left[i \frac{W_{(m_1-1)}}{\hbar} (t_2 - t_1) \right] \\ \varphi_z &= \Gamma |M^{NN_0}|^2 \Phi_z z_{(m_1)}^2 \exp \left[i \frac{W_{(m_1)}}{\hbar} (t_2 - t_1) \right] \\ \varphi_b &= \Gamma |M^{NN_0}|^2 \Phi_b b_{(m_1+1)}^2 \exp \left[i \frac{W_{(m_1+1)}}{\hbar} (t_2 - t_1) \right]. \end{aligned}$$

Pour le groupe IV : $m_2 = m_1 - 1$, $m = m_1 - 1$ ou m_1 .

En ajoutant les φ des deux processus on a :

$$\begin{aligned} \varphi_a &= 0 \quad \varphi_z = \Gamma |M^{NN_0}|^2 \Phi_a a_{(m_1-1)} z_{(m_1-1)} \exp \left[i \frac{W_{(m_1-1)}}{\hbar} (t_2 - t_1) \right] \\ \varphi_b &= \Gamma |M^{NN_0}|^2 \Phi_z z_{(m_1)} b_{(m_1)} \exp \left[i \frac{W_{(m_1)}}{\hbar} (t_2 - t_1) \right]. \end{aligned}$$

Enfin pour le groupe V : $m_2 = m_1 - 2$, $m = m_1 - 1$.

$$\varphi_a = \varphi_z = 0 \quad \varphi_b = \Gamma |M^{NN_0}|^2 \Phi_a a_{(m_1-1)} b_{(m_1-1)} \exp \left[i \frac{W_{(m_1-1)}}{\hbar} (t_2 - t_1) \right].$$

Nous avons vu que $W_{(m)} = W_N + mg\mu_B$, $H = W_N + mg\omega_n \hbar$, W_N étant l'énergie du niveau N en l'absence du champ, c'est-à-dire de tous les niveaux n dans ces conditions.

g = facteur de Landé, μ_B = le magnéton de Bohr,
 H = le champ magnétique, ω_H = vitesse angulaire de Larmor.

$$\omega_H = \frac{\mu_B H}{\hbar} = \frac{e}{2m_0 c} \cdot H.$$

Posons : $t_2 - t_1 = \tau$. Nous aurons pour l'ensemble des processus à mêmes niveaux de départ n_1 et de même durée de vie τ à l'état excité :

$$\begin{aligned} \Sigma \varphi_a^\times \varphi_a &= \Gamma^\times \Gamma \mid M^{NN_0} \mid^4 \\ &\quad \left\{ \Phi_a^\times \Phi_a a_{(m_1-1)}^4 + \Phi_z^\times \Phi_z z_{(m_1)}^2 a_{(m_1)}^2 + \Phi_b^\times \Phi_b b_{(m_1+1)}^2 a_{(m_1+1)}^2 \right\} \\ \Sigma \varphi_z^\times \varphi_z &= \Gamma^\times \Gamma \mid M^{NN_0} \mid^4 \\ &\quad \left\{ \Phi_a^\times \Phi_a a_{(m_1-1)}^2 z_{(m_1-1)}^2 + \Phi_z^\times \Phi_z z_{(m_1)}^4 + \Phi_b^\times \Phi_b b_{(m_1+1)}^2 z_{(m_1+1)}^2 \right\} \\ \Sigma \varphi_b^\times \varphi_b &= \Gamma^\times \Gamma \mid M^{NN_0} \mid^4 \\ &\quad \left\{ \Phi_a^\times \Phi_a a_{(m_1-1)}^2 b_{(m_1-1)}^2 + \Phi_z^\times \Phi_z z_{(m_1)}^2 b_{(m_1)}^2 + \Phi_b^\times \Phi_b b_{(m_1+1)}^4 \right\} \\ \Sigma \varphi_a^\times \varphi_b &= \Gamma^\times \Gamma \mid M^{NN_0} \mid^4 \Phi_a^\times \Phi_b a_{(m_1-1)}^2 b_{(m_1+1)}^2 \exp [i2g\omega_H \tau] \\ \Sigma \varphi_z^\times \varphi_b &= \Gamma^\times \Gamma \mid M^{NN_0} \mid^4 \\ &\quad \left\{ \Phi_z^\times \Phi_b b_{(m_1+1)}^2 z_{(m_1)}^2 + \Phi_a^\times \Phi_z z_{(m_1)} b_{(m_1)} a_{(m_1-1)} z_{(m_1-1)} \right\} \exp [ig\omega_H \tau] \\ \Sigma \varphi_a^\times \varphi_z &= \Gamma^\times \Gamma \mid M^{NN_0} \mid^4 \\ &\quad \left\{ \Phi_z^\times \Phi_b b_{(m_1+1)} z_{(m_1+1)} z_{(m_1)} a_{(m_1)} + \Phi_a^\times \Phi_z z_{(m_1)}^2 a_{(m_1-1)}^2 \right\} \exp [ig\omega_H \tau]. \end{aligned}$$

Ces résultats sont valables pour un seul atome dans l'état n_1 .

Mais s'il y a $\mathcal{L}_0$ atomes de l'isotope en question qui sont soumis au rayonnement, il faudra multiplier par $\frac{\mathcal{L}_0}{2f_0 + 1} = \frac{\mathcal{L}_0}{2i + 1}$, nombre de ceux qui parmi eux se trouvent dans l'état n_1 .

Pour avoir les résultats pour l'ensemble de la raie, il faudra ensuite, d'une part, faire la moyenne pour les diverses valeurs de τ (loi de probabilité en $p \exp(-p\tau)d\tau$ et, d'autre part, sommer pour tous les niveaux n_1 ce qui revient à dire pour toutes les valeurs possibles de m_1 . Nous utiliserons les notations suivantes :

$$\begin{aligned} R_2 &= \int_0^\infty p \exp(-p\tau) \exp(i2g\omega_H \tau) d\tau = \frac{p}{p - i2g\omega_H} = \frac{1 + i \frac{2g\omega_H}{p}}{1 + \left(\frac{2g\omega_H}{p}\right)^2} \\ R_1 &= \int_0^\infty p \exp(-p\tau) \exp(ig\omega_H \tau) d\tau = \frac{p}{p - ig\omega_H} = \frac{1 + i \frac{g\omega_H}{p}}{1 + \left(\frac{g\omega_H}{p}\right)^2} \\ K &= \Gamma^\times \Gamma \mid \mathcal{M} \mid^4 \end{aligned}$$

et par suite :

$$\Gamma \cdot \Gamma \mid M_{\text{NN}_0}^{-4} = \Gamma \cdot \Gamma \mid \mathcal{M}^{-4} F^4 = K F^4.$$

K ne dépend pas de l'isotope ni des niveaux hyperfins N mais seulement des niveaux fins $\mathcal{N}$.

Enfin :

$$K_1 = \sum_{m_1} a_{(m_1-1)}^4 = \sum_{m_1} b_{(m_1+1)}^4 = \sum_{m_1} a_{(m_1)}^4 = \sum_{m_1} b_{(m_1)}^4$$

$$K_2 = \sum_{m_1} a_{(m_1-1)}^2 b_{(m_1-1)}^2 = \sum_{m_1} a_{(m_1+1)}^2 b_{(m_1+1)}^2 = \sum_{m_1} a_{(m_1)}^2 b_{(m_1)}^2$$

$$K_3 = \sum_{m_1} \varepsilon_{(m_1)}^4$$

$$K_4 = \sum_{m_1} a_{(m_1)}^2 \varepsilon_{(m_1)}^2 = \sum_{m_1} b_{(m_1)}^2 \varepsilon_{(m_1)}^2 = \sum_{m_1} a_{(m_1-1)}^2 \varepsilon_{(m_1-1)}^2 = \sum_{m_1} b_{(m_1+1)}^2 \varepsilon_{(m_1+1)}^2$$

$$K_5 = \sum_{m_1} a_{(m_1-1)}^2 b_{(m_1+1)}^2$$

$$K_6 = \sum_{m_1} b_{(m_1+1)}^2 \varepsilon_{(m_1)}^2 = \sum_{m_1} \varepsilon_{(m_1)}^2 a_{(m_1-1)}^2$$

$$K_7 = \sum_{m_1} \varepsilon_{(m_1)} b_{(m_1)} a_{(m_1-1)} \varepsilon_{(m_1-1)} = \sum_{1^{st}} b_{(m_1+1)} \varepsilon_{(m_1+1)} a_{(m_1)} \varepsilon_{(m_1)}$$

$$K_0 = \sum_{m_1} a_{(m_1)}^2 = \sum_{m_1} b_{(m_1)}^2 = \sum_{m_1} \varepsilon_{(m_1)}^2.$$

Selon les valeurs de $f - f_0$ et de f on aura pour les K_i les expressions suivantes :

	$f - f_0 = +1$	$f - f_0 = 0$	$f - f_0 = -1$
K_1	$12f^2 - 2$	$4f^2 + 4f + 2$	$12f^2 + 24f + 10$
K_2	$2f^2 - 5f + 3 = (f-1)(2f-3)$	$4f^2 + 4f - 3 = (2f-1)(2f+3)$	$2f^2 + 9f + 10 = (f+2)(2f+5)$
K_3	$8f^2 + 2$	$6f^2 + 6f - 2$	$8f^2 + 16f + 10$
K_4	$6f^2 - 5f - 1 = (f-1)(6f+1)$	$2f^2 + 2f + 1$	$6f^2 + 17f + 10 = (f+2)(6f+5)$
K_5	$2f^2 - 5f + 3 = (f+1)(2f+3)$	$4f^2 + 4f - 3 = (2f-1)(2f+3)$	$2f^2 - f = f(2f-1)$
K_6	$6f^2 - 5f - 1 = (f+1)(6f-1)$	$2f^2 + 2f + 1$	$6f^2 + 7f - f(6f+7)$
K_7	$-4f^2 + 4 = -4(f-1)(f+1)$	$2f^2 + 2f - 4 = 2(f-1)(f+2)$	$-4f^2 - 8f = -4f(f+2)$
K_0	10	10	10
	$\frac{(2f+1)f(2f-1)}{30}$	$\frac{(2f+1)f(f+1)}{30}$	$\frac{(2f+1)(f+1)(2f+3)}{30}$

La dernière ligne est un facteur par lequel on doit multiplier tous les éléments de la colonne correspondante.

Voici le tableau des K_i et de F^4 pour les raies relatives aux passages f, f_0 pour diverses valeurs de $i, j = 1, j_0 = 0, f_0 = i$.

f f_0	i 0	$3/2$ $1/2$	$1/2$ $1/2$	$5/2$ $3/2$	$3/2$ $3/2$	$1/2$ $3/2$	$7/2$ $5/2$	$5/2$ $5/2$	$3/2$ $5/2$
K_1	1	10	2/8	146	34/4	10	812	518/8	146
K_2	0	0	0	6	24/4	6	56	448/8	56
K_3	1	8	1/8	104	41/4	8	560	707/8	104
K_4	0	2	1/8	48	17/4	8	308	259/8	98
K_5	1	6	0	56	24/4	0	252	448/8	6
K_6	1	8	1/8	98	17/4	2	504	259/8	48
K_7	0	- 2	- 1/8	- 42	7/4	- 2	- 252	189/8	- 42
K_0	1	4	4/8	20	20/4	4	56	140/8	20
F^4	1	1/0	16/0	1/100	1/15 ²	1/36	1/21 ²	1/35 ²	1/15 ²

Pour $\mathcal{L}_0$ atomes soumis au rayonnement, on obtient les formules suivantes où les sommations ont été faites pour les divers états n_1 , les diverses valeurs de τ et les $\Phi_K^* \Phi_K$ remplacés par $\bar{\Sigma} \Phi_K^* \Phi_K$ pour comprendre le cas plus général où l'excitation n'est pas effectuée par un faisceau unique de lumière purement polarisée.

$$\begin{aligned}
 \Sigma \varphi_a^* \varphi_a &= \frac{\mathcal{L}_0 K F^4}{2i + 1} \{ K_1 \Sigma \Phi_a^* \Phi_a + K_4 \Sigma \Phi_z^* \Phi_z + K_2 \Sigma \Phi_b^* \Phi_b \} \\
 \Sigma \varphi_z^* \varphi_z &= \quad \{ K_4 \Sigma \Phi_a^* \Phi_a + K_3 \Sigma \Phi_z^* \Phi_z + K_4 \Sigma \Phi_b^* \Phi_b \} \\
 \Sigma \varphi_b^* \varphi_b &= \quad \{ K_2 \bar{\Sigma} \Phi_a^* \Phi_a + K_4 \bar{\Sigma} \Phi_z^* \Phi_z + K_1 \bar{\Sigma} \Phi_b^* \Phi_b \} \\
 \Sigma \varphi_a^* \varphi_b &= \quad K_5 \Sigma \Phi_a^* \Phi_b F_2 \\
 \bar{\Sigma} \varphi_z^* \varphi_b &= \quad \{ K_6 \bar{\Sigma} \Phi_z^* \Phi_b + K_7 \bar{\Sigma} \Phi_a^* \Phi_z \} F_1 \\
 \Sigma \varphi_a^* \varphi_z &= \quad \{ K_7 \Sigma \Phi_z^* \Phi_b + K_6 \bar{\Sigma} \Phi_a^* \Phi_z \} F_1.
 \end{aligned}$$

Il est commode pour les applications de revenir aux quantités φ et Φ avec les indices x, y, z .

Séparons, d'autre part, dans F_1 et F_2 , les parties réelles et imaginaires pures :

$$F_1 = F'_1 + iF''_1 \quad F_2 = F'_2 + iF''_2$$

Après des calculs un peu longs, mais sans difficultés, nous aurons :

$$\begin{aligned} \bar{\Sigma}\varphi_x^\times\varphi_x &= \frac{\epsilon_0 K F^4}{2i+1} \left\{ \frac{K_1+K_2+K_5F'_2}{2} \bar{\Sigma}\Phi_x^\times\Phi_x + \frac{K_1+K_2-K_5F'_2}{2} \bar{\Sigma}\Phi_y^\times\Phi_y + K_4\bar{\Sigma}\Phi_z^\times\Phi_z \right. \\ &\quad \left. - \frac{K_5}{2} F''_2 (\bar{\Sigma}\Phi_x^\times\Phi_y + \bar{\Sigma}\Phi_y^\times\Phi_x) \right\} \\ \bar{\Sigma}\varphi_y^\times\varphi_y &= \quad \left\{ \frac{K_1+K_2-K_5F'_2}{2} \bar{\Sigma}\Phi_x^\times\Phi_x + \frac{K_1+K_2+K_5F'_2}{2} \bar{\Sigma}\Phi_y^\times\Phi_y + K_4\bar{\Sigma}\Phi_z^\times\Phi_z \right. \\ &\quad \left. + \frac{K_5}{2} F''_2 (\bar{\Sigma}\Phi_x^\times\Phi_y + \bar{\Sigma}\Phi_y^\times\Phi_x) \right\} \\ \bar{\Sigma}\varphi_z^\times\varphi_z &= \quad \left\{ K_4\bar{\Sigma}\Phi_x^\times\Phi_x + K_4\bar{\Sigma}\Phi_y^\times\Phi_y + K_3\bar{\Sigma}\Phi_z^\times\Phi_z \right\} \\ \bar{\Sigma}\varphi_x^\times\varphi_y &= \quad \left\{ \frac{K_5}{2} F''_2 (\bar{\Sigma}\Phi_x^\times\Phi_x - \bar{\Sigma}\Phi_y^\times\Phi_y) \right. \\ &\quad \left. + \frac{K_1-K_2+K_5F'_2}{2} \bar{\Sigma}\Phi_x^\times\Phi_y + \frac{K_2-K_1+K_5F'_2}{2} \bar{\Sigma}\Phi_y^\times\Phi_x \right\} \\ \bar{\Sigma}\varphi_y^\times\varphi_z &= \quad \left\{ K_6F'_1\bar{\Sigma}\Phi_y^\times\Phi_z + K_7F'_1\bar{\Sigma}\Phi_z^\times\Phi_y + K_7F''_1\bar{\Sigma}\Phi_z^\times\Phi_x + K_6F''_1\bar{\Sigma}\Phi_x^\times\Phi_z \right\} \\ \bar{\Sigma}\varphi_z^\times\varphi_x &= \quad \left\{ K_6F'_1\bar{\Sigma}\Phi_z^\times\Phi_x + K_7F'_1\bar{\Sigma}\Phi_x^\times\Phi_z - K_7F''_1\bar{\Sigma}\Phi_y^\times\Phi_x - K_6F''_1\bar{\Sigma}\Phi_z^\times\Phi_y \right\} \end{aligned}$$

Sous cette forme nous allons pouvoir prévoir facilement des relations très générales entre les K_i , qu'il nous sera facile de vérifier.

Supposons, en effet, le champ magnétique nul :

$$\omega_H = 0 \quad F'_1 = F'_2 = 1 \quad F''_1 = F''_2 = 0.$$

Les formules deviennent :

$$\begin{aligned} \bar{\Sigma}\varphi_x^\times\varphi_x &= \frac{\epsilon_0 K F^4}{2i+1} \left\{ \frac{K_1+K_2+K_5}{2} \bar{\Sigma}\Phi_x^\times\Phi_x + \frac{K_1+K_2-K_5}{2} \bar{\Sigma}\Phi_y^\times\Phi_y + K_4\bar{\Sigma}\Phi_z^\times\Phi_z \right\} \\ \bar{\Sigma}\varphi_y^\times\varphi_y &= \quad \left\{ \frac{K_1+K_2-K_5}{2} \bar{\Sigma}\Phi_x^\times\Phi_x + \frac{K_1+K_2+K_5}{2} \bar{\Sigma}\Phi_y^\times\Phi_y + K_4\bar{\Sigma}\Phi_z^\times\Phi_z \right\} \\ \bar{\Sigma}\varphi_z^\times\varphi_z &= \quad \left\{ K_4\bar{\Sigma}\Phi_x^\times\Phi_x + K_4\bar{\Sigma}\Phi_y^\times\Phi_y + K_3\bar{\Sigma}\Phi_z^\times\Phi_z \right\} \\ \bar{\Sigma}\varphi_x^\times\varphi_y &= \quad \left\{ \frac{K_1-K_2+K_5}{2} \bar{\Sigma}\Phi_x^\times\Phi_y + \frac{K_2-K_1+K_5}{2} \bar{\Sigma}\Phi_y^\times\Phi_x \right\} \\ \bar{\Sigma}\varphi_y^\times\varphi_z &= \quad \left\{ K_6\bar{\Sigma}\Phi_y^\times\Phi_z + K_7\bar{\Sigma}\Phi_z^\times\Phi_y \right\} \\ \bar{\Sigma}\varphi_z^\times\varphi_x &= \quad \left\{ K_6\bar{\Sigma}\Phi_z^\times\Phi_x + K_7\bar{\Sigma}\Phi_x^\times\Phi_z \right\}. \end{aligned}$$

Comme du fait de l'absence du champ magnétique, les axes x , y , z doivent jouer des rôles symétriques, on doit avoir à partir des trois premières équations :

$$(K_1 + K_2 + K_5) = 2K_3 \quad (K_1 + K_2 - K_5) = 2K_4$$

et des trois dernières :

$$(K_1 - K_2 + K_5) = 2K_6 \quad (K_2 - K_1 + K_5) = 2K_7.$$

Ces formules expriment tous les K_i en fonction de K_1 , K_2 , K_5 .

CHAPITRE V

Prévisions théoriques dans le cas d'une excitation avec symétrie axiale (Cas A' et A).

Les expériences ont été faites dans le cas, que nous désignerons par cas A', où le faisceau exciteur, se propageant selon l'axe des z (direction du champ magnétique uniforme et constant dans lequel se trouve l'atome) est non polarisé. Dans ce cas :

$$\Sigma \Phi_x \Phi_x = \Sigma \Phi_y \Phi_y = 4\pi\rho(\nu)$$

les autres :

$$\Sigma \Phi_i \Phi_i = 0$$

on vérifie :

$$\vec{\Sigma \Phi} \cdot \vec{\Phi} = 8\pi\rho(\nu).$$

Nous avons écrit $\rho(\nu)$ pour rappeler que si $\rho(\nu)$ est constant au voisinage de la fréquence de chaque composante hyperfine de la raie fine en expérience, $\rho(\nu)$ peut varier avec la composante hyperfine et avec l'isotope, dans le cas où on travaille avec un mélange d'isotopes. Les formules du chapitre précédent donnent alors pour chaque composante hyperfine et pour $\mathcal{L}_0$ atomes de cet isotope dans l'état N_0 :

$$\begin{aligned} \bar{\Sigma} \varphi_x^\times \varphi_x &= \frac{\mathcal{L}_0 K F^4}{2i + 1} (K_1 + K_2) 4\pi\rho(\nu) & \bar{\Sigma} \varphi_x^\times \varphi_y &= 0 \\ \Sigma \varphi_y^\times \varphi_y &= \frac{\mathcal{L}_0 K F^4}{2i + 2} (K_1 + K_2) 4\pi\rho(\nu) & \bar{\Sigma} \varphi_y^\times \varphi_z &= 0 \\ \bar{\Sigma} \varphi_z^\times \varphi_z &= \frac{\mathcal{L}_0 K F^4}{2i + 1} 2K_4 4\pi\rho(\nu) & \bar{\Sigma} \varphi_z^\times \varphi_x &= 0. \end{aligned}$$

En effectuant l'observation d'un faisceau se propageant selon l'axe des y , les directions $\vec{d}_1$ et $\vec{d}_2$ étant les directions des axes des x et des z

on aura, pour l'ensemble des composantes hyperlines et pour un mélange d'isotopes :

$$p_1' = \frac{X}{I} = \frac{\bar{\Sigma} \varphi_x^\times \varphi_x - \bar{\Sigma} \varphi_z^\times \varphi_z}{\bar{\Sigma} \varphi_x^\times \varphi_x + \bar{\Sigma} \varphi_z^\times \varphi_z} = \frac{\sum \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} \Sigma F^4(K_1 + K_2 - 2K_4) \rho(v)}{\sum \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} \Sigma F^4(K_1 + K_2 + 2K_4) \rho(v)}$$

$$p_2' = \frac{Y}{I} = 0 \quad p_3' = \frac{Z}{I} = 0$$

où $\mathcal{L}_0$ représente le nombre d'atomes d'un certain isotope dont le noyau a le spin i , le premier Σ se rapportant aux divers isotopes du mélange, le second Σ aux diverses composantes hyperlines pour un isotope donné. Ecrivons les formules en introduisant K_1 , K_2 et K_5 au lieu de K_1 , K_2 et K_4 , on aura puisque $2K_4 = K_1 + K_2 + K_5$:

$$K_1 + K_2 - 2K_4 = K_5 \quad \text{et} \quad K_1 + K_2 + 2K_4 = 2(K_1 + K_2) - K_5$$

$$p_1' = \frac{\sum \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} \Sigma F^4 K_5 \rho(v)}{\sum \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} \Sigma F^4 [2(K_1 + K_2) - K_5] \rho(v)}$$

Bien que ce ne soit pas le dispositif expérimental adopté, nous pouvons nous imaginer utiliser (cas A) un faisceau exciteur se propageant selon l'axe x (par exemple) et polarisé rectilignement selon l'axe des z , alors seul $\bar{\Sigma} \Phi_z^\times \Phi_z = 8\pi\rho(v)$ serait $\neq 0$. On observerait un faisceau émis dans la direction de l'axe des y , la direction $\vec{d}_1$ étant celle de l'axe des z , la direction $\vec{d}_2$ celle de l'axe des x . On aurait pour chaque composante hyperfine :

$$\bar{\Sigma} \varphi_x^\times \varphi_x = \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} K F^4 K_4 8\pi\rho(v) \quad \bar{\Sigma} \varphi_x^\times \varphi_y = 0$$

$$\bar{\Sigma} \varphi_y^\times \varphi_y = \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} K F^4 K_4 8\pi\rho(v) \quad \bar{\Sigma} \varphi_y^\times \varphi_z = 0$$

$$\bar{\Sigma} \varphi_z^\times \varphi_z = \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} K F^4 K_3 8\pi\rho(v) \quad \bar{\Sigma} \varphi_z^\times \varphi_x = 0$$

Comme le cas A', le cas A ne fait pas intervenir la valeur du champ magnétique ce qui est caractéristique des cas où l'excitation (dipolaire) présente la symétrie axiale (celle du champ magnétique). On a alors :

$$p_1' = \frac{X}{I} = \frac{\bar{\Sigma} \varphi_z^\times \varphi_z - \bar{\Sigma} \varphi_x^\times \varphi_x}{\bar{\Sigma} \varphi_z^\times \varphi_z + \bar{\Sigma} \varphi_x^\times \varphi_x} = \frac{\sum \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} \Sigma F^4 (K_3 - K_4) \rho(v)}{\sum \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} \Sigma F^4 (K_3 + K_4) \rho(v)}$$

$$p_2' = \frac{Y}{I} = 0 \quad p_3' = \frac{Z}{I} = 0$$

on peut y remplacer $K_3 - K_4$ par K_5 et $K_3 + K_4$ par $K_1 + K_2$, on a :

$$p_1 = \frac{\sum_{2i+1} \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} \Sigma F^4 K_5 \rho(v)}{\sum_{2i+1} \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} \Sigma F^4 (K_1 + K_2) \rho(v)}.$$

On peut vérifier sur ces formules une relation bien connue entre p_1 et p_1' .

Nous avons en effet :

$$\frac{1}{p_1'} = \frac{\sum_{2i+1} \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} \Sigma F^4 [2(K_1 + K_2) - K_5] \rho(v)}{\sum_{2i+1} \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} \Sigma F^4 K_5 \rho(v)} = 2 \frac{\sum_{2i+1} \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} \Sigma F^4 (K_1 + K_2) \rho(v)}{\sum_{2i+1} \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} \Sigma F^4 K_5 \rho(v)} - 1 = \frac{2}{p_1} - 1.$$

Occupons-nous de p_1' . Pour un isotope séparé, nous aurons dès que $i \geq 1$, trois composantes hyperfines de la raie fine $j = 1 - j = 0$ et nous observerons ce qui est relatif à l'ensemble de ces trois raies :

$$p_1' = \frac{\Sigma F^4 K_5 \rho(v)}{\Sigma F^4 [2(K_1 + K_2) - K_5] \rho(v)} \quad \left\{ \begin{array}{l} \rho(v) = \rho_1 \text{ pour } f = i + 1 \\ \rho(v) = \rho_2 \text{ » } f = i \\ \rho(v) = \rho_3 \text{ » } f = i - 1. \end{array} \right.$$

Pour $i = 0$ nous n'aurons que ρ_1 .

Pour $i = 1/2$ nous n'aurons que ρ_1 et ρ_2 .

Selon les valeurs relatives de ρ_1, ρ_2, ρ_3 , p_1' variera entre la plus grande et la plus petite des valeurs de $\frac{K_5}{2(K_1 + K_2) - K_5}$.

Ce fait peut se démontrer de la façon suivante. La quantité $C = \frac{\Sigma A_i x_i}{\Sigma B_i x_i}$, où les B_i sont > 0 et les $x_i > 0$, est comprise entre la plus grande et la plus petite des quantités $\frac{A_i}{B_i}$ ou égale à l'une de ces quantités.

En effet on ne peut avoir $C < \frac{A_i}{B_i}$ puisqu'on aurait alors $CB_i x_i < A_i x_i$, $CB_i x_i < A_i x_i$, $C \Sigma B_i x_i < \Sigma A_i x_i$ et par suite $C < \frac{\Sigma A_i x_i}{\Sigma B_i x_i} = C$. De même on montrerait que l'on ne peut avoir $C > \frac{A_i}{B_i}$ puisqu'on aurait $C > \frac{\Sigma A_i x_i}{\Sigma B_i x_i} = C$ or ici $B_i = 2(K_1 + K_2) - K_5 = K_1 + K_2 + 2K_4 > 0$ puisque d'après leur définition K_1, K_2 et K_4 sont positifs comme sommes de carrés.

Pour un mélange d'isotopes et en particulier le mélange naturel, p_1' dépendra des valeurs relatives des $\rho(v)$ pour les diverses composantes et les divers isotopes.

Cas du cadmium. — Les isotopes de nombre de masse pair 116, 114, 112, 110, 108, 106 ont un spin $i = 0$. Les deux isotopes impairs 113

et 111 ont un spin $1/2$. Dans le mélange naturel, ils se trouvent avec les premiers dans le rapport $r/(1-r)$ avec $r=0,25$.

Pour chacun des isotopes avec $i=0$ on a une seule composante hyperfine avec :

$$f=1 \quad K_1=1 \quad K_2=0 \quad K_5=1 \quad 2(K_1+K_2)-K_5=1 \quad F^4=1.$$

D'où $p'_1=1$ la polarisation observée doit être totale.

Pour ceux avec $i=1/2$, $f_0=\frac{1}{2}$ on a deux composantes hyperfines l'une avec $f=3/2$, $\rho(v)=\rho_1$ et l'autre avec $f=1/2$, $\rho(v)=\rho_2$.

Pour la première :

$$K_1=10 \quad K_2=0 \quad K_5=6 \quad F^4=1/9 \quad 2(K_1+K_2)-K_5=14.$$

Pour la seconde :

$$K_1=2/8 \quad K_2=0 \quad K_5=0 \quad F^4=16/9 \quad 2(K_1+K_2)-K_5=1/2$$

on en tire :

$$p'_1 = \frac{(1/9) \cdot 6\rho_1 + 0\rho_2}{1/9 \cdot 14\rho_1 + (16/9)(4/8)\rho_2} = \frac{3\rho_1}{7\rho_1 + 4\rho_2}$$

p'_1 pourra varier entre $3/7=0,43$ pour $\rho_2=0$ et 0 pour $\rho_1=0$.

Pour $\rho_1=\rho_2$, $p'_1=3/11=0,27$.

En ce qui concerne le mélange naturel des isotopes ou un mélange avec r quelconque, nous supposons que les fréquences des composantes hyperfines ne dépendent que du spin de l'isotope. Désignant par ρ_0 le $\rho(v)$ relatif aux isotopes de spin nul, ρ_1 et ρ_2 étant réservés aux isotopes de spin $=1/2$, on aura :

$$p'_1 = \frac{(1-r)\rho_0 + \frac{r}{2} \cdot \frac{6}{9}\rho_1}{(1-r)\rho_0 + \frac{r}{2}\left(\frac{14}{9}\rho_1 + \frac{8}{9}\rho_2\right)} = \frac{(1-r)\rho_0 + \frac{r}{3}\rho_1}{(1-r)\rho_0 + r\left(\frac{7}{9}\rho_1 + \frac{4}{9}\rho_2\right)}.$$

Pour $\rho_0=\rho_1=\rho_2$ (excitation par raie large).

$$p'_1 = \frac{1-r + \frac{r}{3}}{1-r + r\frac{11}{9}}$$

$$p'_1=0,78 \quad \text{pour} \quad r=0,25.$$

On peut supposer aussi pour les ρ , d'autres valeurs relatives, ce qui va donner un p_1 plus élevé. Si dans la raie excitatrice la composante $3/2 \rightarrow 1/2$ due aux atomes de spin $=1/2$ se confond avec la raie $1 \rightarrow 0$, due aux atomes de spin $=0$, mais est tout à fait détachée de la composante $1/2 \rightarrow 1/2$ due aux atomes de spin $=1/2$, on pourra supposer

$\rho_0 = \rho_1 \neq \rho_2$. D'autre part du fait que dans la source excitatrice les niveaux supérieurs sont également occupés et qu'il y a quatre niveaux avec $f = 3/2$ contre deux niveaux avec $f = 1/2$, les composantes 0, 1, 2 doivent avoir des intensités totales $\int \rho(\nu) d\nu$ proportionnelles à $1 - r'$, $r'/4$, 6 , $r'/2$, 6 , r' se rapportant au mélange dans la source. Si les composantes 0 et 1 d'une part et 2 d'autre part s'étalent en courbe rectangulaire sur la même largeur spectrale on aura, la vapeur dans la source étant du cadmium naturel avec $r' = 0,25$:

$$\begin{aligned}\rho_1 &= \rho_0 = C(1 - r' + r'/3) & \rho_2 &= Cr'/3 \\ \rho_2/\rho_0 &= \frac{r'/3}{1 - r'/3} = \frac{r'}{3 - r'} = \frac{0,25}{2,75} = \frac{1}{11} = 0,09 \\ p'_1 &= \frac{1 - r + r/3}{1 - r + r\frac{7}{9} + r\frac{4}{9,11}} = \frac{1 - 2r/3}{1 - \frac{2r}{11}}.\end{aligned}$$

D'après les données spectroscopiques l'excitation par raie large serait le cas pour la raie 2 288 Å tandis que celle avec $\rho_1/\rho_0 = 1$; $\rho_2/\rho_0 = 0,09$ serait celui pour la raie 3 261 Å. Pour cette raie et dans ces conditions d'excitation on doit donc prévoir pour p'_1 selon le métal du tube à résonance.

Métal	r	p'_1
Cd naturel	0,25	0,873
Cd 114	0	1
Cd 111 ou 113	1	0,407

Cas du zinc. — Les isotopes de nombre de masse pair 70, 68, 66, 64 ont un spin nul. Il y a un seul isotope impair, l'isotope 67, en proportion 0,041. Son spin est 5/2.

Pour le spin = 0 on aura le même résultat que pour le Cd $p'_1 = 1$. Pour l'isotope de spin = 5/2 on aura :

$$p'_1 = \frac{5^2 \cdot 252\rho_1 + 3^2 \cdot 2 \cdot 448\rho_2 + 7^2 \cdot 6\rho_3}{5^2 \cdot 1 \cdot 484\rho_1 + 3^2 \cdot 2 \cdot 1 \cdot 484\rho_2 + 7^2 \cdot 398\rho_3}$$

pour :

$$\begin{aligned}\rho_2 &= \rho_3 = 0 & p'_1 &= 0,170 \\ \rho_1 &= \rho_3 = 0 & p'_1 &= 0,302 \\ \rho_1 &= \rho_2 = 0 & p'_1 &= 0,015.\end{aligned}$$

Dans le cas général p'_1 pourra avoir toutes les valeurs entre 0,302 et 0,015.

Pour $\rho_1 = \rho_2 = \rho_3$ on aura $p'_1 = 0,176$.

Pour le mélange naturel et excitation par raie large $\rho_0 = \rho_1 = \rho_2 = \rho_3$, on aura à utiliser la formule :

$$p'_1 = \frac{(1-r)\rho_0 + (r/66\ 150)[6\ 300\rho_1 + 8\ 064\rho_2 + 294\rho_3]}{(1-r)\rho_0 + (r/66\ 150)[37\ 100\rho_1 + 26\ 712\rho_2 + 19\ 502\rho_3]}$$

Avec $r = 0,041$ on obtient $p'_1 = 0,96$.

CHAPITRE VI

Prévisions théoriques dans le cas d'une excitation sans symétrie axiale (Cas B).

Un des cas les plus simples d'excitation sans symétrie axiale est celui où $\bar{\Sigma}\Phi_x^\times\Phi_x$ est seul $\neq 0$ (Cas B).

Faisceau exciteur selon l'axe des y , polarisé rectilignement suivant l'axe des x . L'observation s'effectue sur un faisceau se propageant selon l'axe des z (le champ magnétique) et les directions $\vec{d}_1$ et $\vec{d}_2$ pour le faisceau observé seront les axes x et y . On aura : $\Sigma\Phi_x^\times\Phi_x = 8\pi\rho(\nu)$:

$$p_1(H) = \frac{X}{I} = \frac{\bar{\Sigma}\varphi_x^\times\varphi_x - \bar{\Sigma}\varphi_y^\times\varphi_y}{\bar{\Sigma}\varphi_x^\times\varphi_x + \bar{\Sigma}\varphi_y^\times\varphi_y} = \frac{\sum_{2i+1} \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} \Sigma F^4 K_5 F_2' \rho(\nu)}{\sum_{2i+1} \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} \Sigma F^4 (K_1 + K_2) \rho(\nu)}$$

$$p_2(H) = \frac{Y}{I} = \frac{\bar{\Sigma}\varphi_x^\times\varphi_y + \bar{\Sigma}\varphi_y^\times\varphi_x}{\bar{\Sigma}\varphi_x^\times\varphi_x + \bar{\Sigma}\varphi_y^\times\varphi_y} = \frac{\sum_{2i+1} \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} \Sigma F^4 K_5 F_2'' \rho(\nu)}{\sum_{2i+1} \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} \Sigma F^4 (K_1 + K_2) \rho(\nu)}.$$

Nous pourrions poser :

$$\mathcal{F}'_2(H) = \frac{\sum_{2i+1} \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} \Sigma F^4 K_5 F_2' \rho(\nu)}{\sum_{2i+1} \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} \Sigma F^4 K_5 \rho(\nu)}$$

$$\mathcal{F}''_2(H) = \frac{\sum_{2i+1} \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} \Sigma F^4 K_5 F_2'' \rho(\nu)}{\sum_{2i+1} \frac{\mathcal{L}_0}{2i+1} \Sigma F^4 K_5 \rho(\nu)}$$

on aura $p_1(H) = p_1(0) \cdot \mathcal{F}'_2(H)$, $p_2(H) = p_1(0) \cdot \mathcal{F}''_2(H)$.

Si on avait excité par un faisceau non polarisé se propageant selon

l'axe des y (cas B') on aurait $\bar{\Sigma}\Phi_x^\times\Phi_x = \bar{\Sigma}\Phi_z^\times\Phi_z = 4\pi\sigma(\nu)$, tous les autres nuls.

En observant dans les mêmes conditions que plus haut, on aurait :

$$p'_1(H) = \frac{X}{I} = \frac{\sum \frac{L_0}{2i+1} \Sigma F^4 K_5 F'_2 \rho(\nu)}{\sum \frac{L_0}{2i+1} \Sigma F^4 (K_1 + K_2 + 2K_4) \rho(\nu)}$$

$$p'_2(H) = \frac{Y}{I} = \frac{\sum \frac{L_0}{2i+1} \Sigma F^4 K_5 F''_2 \rho(\nu)}{\sum \frac{L_0}{2i+1} \Sigma F^4 (K_1 + K_2 + 2K_4) \rho(\nu)}.$$

On aura :

$$p'_1(H) = p'_1(0) \cdot \mathcal{F}'_2(H) \quad p'_2(H) = p'_1(0) \cdot \mathcal{F}''_2(H).$$

On pourra poser :

$$\frac{2g\omega_H}{P} = aH \quad \text{avec} \quad a = \frac{e}{m_0 c P} g.$$

$$F'_2 = \frac{1}{1 + (aH)^2} \quad F''_2 = \frac{aH}{1 + (aH)^2}$$

Si le facteur de Landé gardait la même valeur pour toutes les composantes hyperlines, $\mathcal{F}'_2(H)$ et $\mathcal{F}''_2(H)$ se réduiraient à F'_2 et F''_2 et leur rapport $\frac{F'_2}{F''_2}$ donnerait aH , mais il n'en est pas ainsi puisque g ne dépend pas seulement de j mais aussi de i et de f .

$$g = g_j \frac{f(f+1) + j(j+1) - i(i+1)}{2f(f+1)}.$$

Pour $i=0$ on a $f=j$ et $g = g_j$.

Pour i entier $+1/2$ et pour $j=1$, on a le tableau suivant des valeurs de g/g_j en fonction de i et de f .

$f \backslash i$	$1/2$	$3/2$	$5/2$
$1/2$	$4/3$	$-2/3$	$-2/5$
$3/2$	$2/3$	$4/15$	$4/35$
$5/2$		$2/5$	$2/7$
$7/2$			

Même pour un isotope séparé, il n'y aura donc pas en général une seule valeur de a et $\mathcal{F}'_2(H)$ et $\mathcal{F}''_2(H)$ ne pourront se réduire à F'_2 et F''_2 .

Les choses ne resteront simples que pour $i=1/2$ parce que $K_5=0$

pour $f = 1/2$ (cas du cadmium). Toutefois même pour le Cd, le mélange naturel introduit deux valeurs différentes de a , celle pour $i = 0$ pour laquelle $g/g_j = 1$ et celle pour $i = 1/2$ avec $f = 3/2$ pour laquelle $g/g_j = 2/3$.

Pour le zinc, avec les isotopes pairs (ou le mélange naturel étant donnée la faible proportion de Zn 67) on aura $\mathcal{F}'_2(H) = F'_2$ et $\mathcal{F}''_2(H) = F''_2$ avec dans $a g = g_j$. On voit que $\frac{\mathcal{F}''_2(H)}{\mathcal{F}'_2(H)} = \alpha H$.

Si $\alpha H \ll 1$, $\mathcal{F}'_2(H)$ est sensiblement $= 1$ tandis que $\mathcal{F}''_2(H)$ est sensiblement égal à αH .

La connaissance de $\mathcal{F}''_2(H)$ pour H petit nous donne donc α et par suite, g et $\frac{e}{m_0 c}$ étant connus, la valeur de p . On en tire la durée moyenne de vie à l'état excité $\bar{\tau} = \frac{1}{p}$.

CHAPITRE VII

Montage expérimental.

Les expériences effectuées se rapportent aux cas A' et B. Nous décrivons plus loin séparément l'optique utilisée dans chacun de ces deux cas. Mais une partie importante du montage est commune à l'un et à l'autre. Nous nous en occuperons d'abord.

Champ magnétique. — Il est créé par deux bobines constituées par du tube de cuivre de 7 mm de diamètre extérieur parcouru par un courant d'eau. Il est isolé par une toile imprégnée et peut supporter facilement en régime permanent un courant de 100 ampères. Le nombre de tours de chaque bobine est de 190. La section emplit par le tube a les dimensions 134×85 mm avec une distance moyenne à l'axe de 83 mm (voir fig. 3). La mesure du champ effectuée à l'aide d'une bobine exploratrice et d'un fluxmètre donne $H = 11,06$ gauss pour 1 ampère quand les deux bobines laissent entre leurs flasques un espace vide de 32 mm. Ces bobines sont supportées par un tube de laiton horizontal, maintenu à ses deux extrémités par deux colliers de bronze au-dessus d'un bâti de bronze portant lui-même deux bancs d'optique horizontaux, l'un dans la direction de l'axe des bobines à 75 mm au-dessous, l'autre perpendiculaire dans le même plan horizontal et juste au-dessous du centre du tube. Dans les expériences du cas A' on place, sur le premier banc, l'optique du faisceau excitateur, sur le second, celle du faisceau

observé. Dans les expériences du cas B on fait l'inverse. Le tube support est doublé dans son intérieur par un autre tube de diamètre intérieur 50 mm, constituant avec le premier une chemise d'eau qui permet d'évacuer la chaleur produite par les fours qu'elle contient. Un tube très court reliant le tube intérieur au tube extérieur, brasé à l'un, soudé à l'autre, constitue une fenêtre qui laisse passer le faisceau transversal. Son diamètre intérieur est de 10 mm.

Les bancs d'optique ont un profil à queue d'aronde sur lequel s'adaptent les divers supports d'optique utilisés. Un banc d'optique indépendant de même profil permet d'effectuer à part tous les réglages.

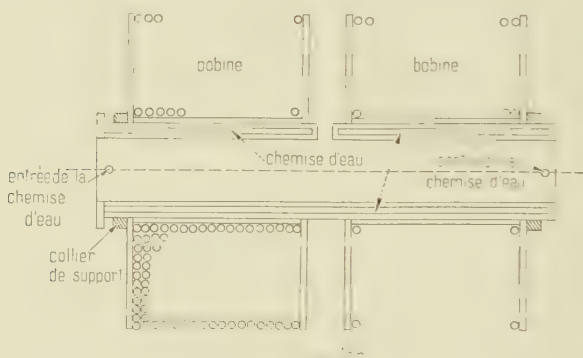


Fig. 3.

Dans les expériences du type A' on a maintenu dans les bobines un courant de 3 ampères créant ainsi dans le tube à résonance un champ de 30 gauss environ ayant la direction de l'axe des bobines. Le champ magnétique terrestre qui s'ajoute à lui ne modifie pas sensiblement la direction du champ qui peut être considéré comme horizontal. Dans les expériences du type B on a étudié la polarisation en fonction du champ magnétique. On a utilisé des courants de 1 à 30 ampères. Même pour un courant de 1 ampère le champ magnétique de l'ordre de 10 gauss n'est pratiquement pas perturbé par le champ magnétique terrestre.

Tubes à résonance. — Ce sont des tubes de silice fondue dont l'épaisseur de la paroi est de l'ordre de 1,5 mm. Ils ont à l'extrémité une partie élargie, ou bien sphérique de 22 mm de diamètre, ou bien cylindrique de même diamètre, de longueur sensiblement voisine et terminée d'un côté par une face plane soudée sur le pourtour. Cette partie élargie est prolongée par une queue de 8 mm de diamètre. Dans

le cas des tubes scellés cette queue se termine à une distance d'environ 80 mm du centre de la partie élargie (fig. 4).

Dans le cas des tubes en liaison permanente avec le banc de pompage, la queue a une longueur de 400 mm et est munie de trois étranglements A, B, C. A se trouve à la distance de 80 mm du milieu de la partie élargie, B et C se trouvent plus loin à une distance de 40 mm et de 90 mm du premier (fig. 5). Ces étranglements jouent un rôle important. Le remplissage de ces tubes, particulièrement avec les isotopes pulvérulents fournis par Harwell a nécessité une mise au point rigoureuse de la technique. Comme nous n'avons pas été satisfaits des tubes scellés, nous décrivons la technique des tubes ouverts. Dans une première opération la poudre est distillée dans un petit container c_2 constitué par un tube de quartz à parois minces de 2,5 mm de diamètre extérieur et de 20 mm de longueur (fig. 6). Il est prolongé par un tube de même diamètre, contenant un index de fer de 1,5 mm de diamètre et de 20 mm de long, fermé aux deux extrémités. Cet index de fer permet de le manœuvrer à partir de l'extérieur des tubes dans lequel il est introduit. Son diamètre lui permet de franchir les étranglements dont le diamètre intérieur n'est pas inférieur à 3 mm. On utilise d'autre part un clapet, tube de quartz mince avec une tête conique de 4 à 5 mm de diamètre maximum et muni d'une queue mince de 50 mm de long prolongée elle-même par une extrémité magnétique analogue à celle du container (fig. 7).

Dans cette première opération de distillation, on utilise un tube de quartz de 8 mm de diamètre extérieur et de 400 mm de long (fig. 8). Une des extrémités est munie d'un rodage qui permet de le relier facilement au banc de pompage, l'autre est munie du container c_2 que l'on détachera quand la distillation aura été effectuée. Ce tube est muni d'un étranglement D. On introduit avec précautions dans le tube à distillation d'abord un premier container c_1 , analogue à c_2 , contenant la poudre à distiller. On lui fait dépasser l'étranglement D. On introduit ensuite le clapet qui ne pourra dépasser l'étranglement, mais pourra l'obturer quand sa tête aura été appliquée contre lui par l'action d'un aimant sur l'index de fer dont il est muni. Après que le tube ait été mis en liaison avec les pompes, on fait le vide, l'étranglement D ouvert. On ferme ensuite celui-ci par le clapet. On chauffe le container c_1 tout en refroidissant c_2 qui est encore soudé à l'extrémité du tube. Le métal y distille. Après la rentrée de l'air, on sépare du tube ce container rempli du métal distillé.

On recommence une opération analogue avec le tube à résonance. Le container c_2 chargé par distillation est introduit au-delà des étranglements C, B, A. On dispose le clapet en deçà de C. L'ensemble est relié au banc de pompage. On fait le vide. On pousse le clapet pour fermer l'étranglement C. On distille le métal de façon qu'il soit rassemblé un peu au-delà de l'étranglement A. On laisse entrer l'air. On retire le

clapet et le container vidé. Le tube est prêt pour être utilisé dans le montage de résonance.

Il est placé dans l'axe de la chemise d'eau, le centre de la partie élargie étant au centre des bobines en face de la fenêtre dans la chemise

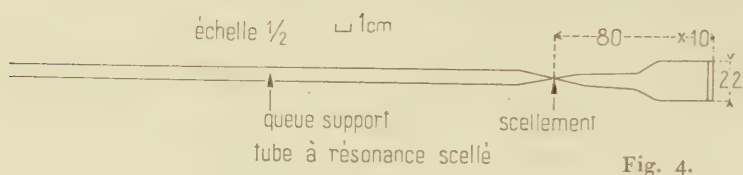


Fig. 4.



Fig. 5.

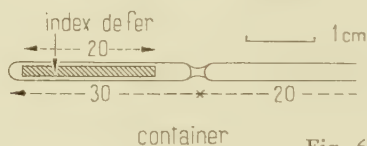


Fig. 6.

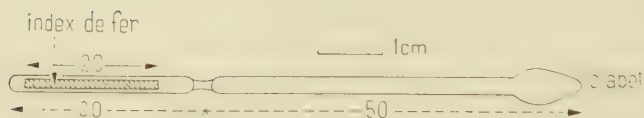


Fig. 7.

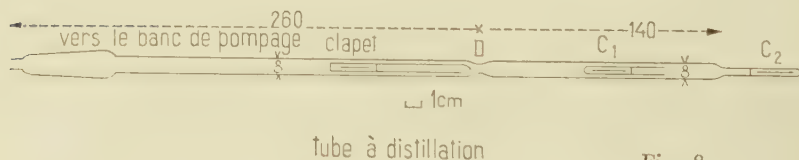


Fig. 8.

d'eau. Il est relié par masticage à la picéine au banc de pompage qui abaisse la pression à quelques 10^{-6} mm de mercure.

Il est alors chauffé dans la région de l'étranglement A par un four FF et dans toute la région élargie par un four FC maintenu à température plus élevée. Le métal ne peut se condenser dans la partie élargie et va distiller lentement entre les étranglements A et B ou même entre B et C. La pression dans la partie élargie va être contrôlée par la température

du four FF. Bien que la distillation soit très lente, au bout de quelques expériences, tout le métal se retrouve entre A et C, la pression tombe dans la partie élargie. On fait alors entrer l'air après refroidissement, on sort le tube des fours, on le remonte extérieurement sur le banc de pompage après l'avoir muni du clapet. On réchauffe la partie A et C et aussi la partie élargie pour ramener le métal dans la position initiale, c'est-à-dire un peu au-delà de A vers la partie élargie. On peut alors recommencer les expériences sans avoir perdu du précieux isotope introduit au début. On dispose ainsi de tubes avec Cd 114, 113, 111 et Zn 64, 68, 67.

Fours. — Le four FC est constitué d'un tube de cuivre. Sa longueur est de 95 mm, son diamètre extérieur de 38 mm, son diamètre intérieur de 33 mm. Ouvert aux deux bouts, il possède une fenêtre de 6×4 mm

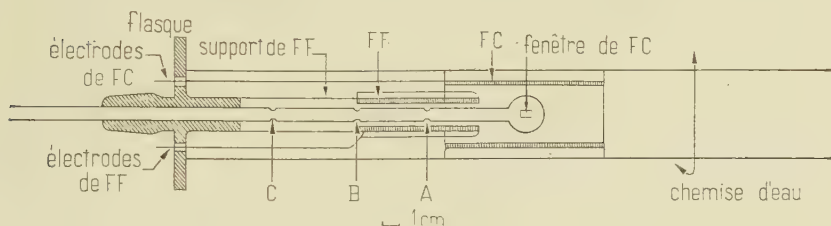


Fig. 9.

qui laisse passer le faisceau transversal. Il est enveloppé par une feuille de mica sur laquelle est enroulée la résistance chauffante constituée par du ruban RCN d'Imphy de $3 \times 0,3$ mm de section. L'allée et le retour du courant sont superposés avec interposition de bandes de mica de 0,05 mm d'épaisseur et d'une largeur de 6 mm. Cette disposition permet d'annuler le champ magnétique dû aux enroulements des fours. Les spires au nombre de 7 évitent naturellement la fenêtre. Les rubans qui prolongent les spires sont repliés à angle droit et sont alors dirigés selon une génératrice. Isolés au mica, ils sortent de la chemise d'eau et sont pincés dans un dispositif qui établit leur connexion avec les arrivées de courant. Celles-ci sont montées sur une flasque vissée à l'extrémité de la chemise d'eau. Cette flasque maintient d'ailleurs en place le tube à résonance en le fixant par sa queue. L'enroulement est garni d'amiante et l'ensemble repose à l'intérieur de la chemise. Un système d'encoches réglables permet de remettre le four dans une position bien définie après qu'il ait été déplacé (fig. 9).

Le four FF est constitué aussi par un tube de cuivre : diamètre intérieur 16 mm, diamètre extérieur 20 mm, longueur 72 mm. Il est soutenu par un tube de laiton mince qui établit une résistance thermique

entre lui et la flasque dont il a été question qui est refroidie par une circulation d'eau. Le chauffage s'effectue d'une façon analogue à celui de FC : ruban replié sur lui-même, isolé par du mica et recouvert d'amiante. Les bornes d'alimentation se retrouvent sur la flasque.

Deux couples thermoélectriques en fil d'Imphy BTE, CTE ont leur soudure chaude, l'un dans le four FF à l'endroit où se trouve l'étranglement A, l'autre dans le four FC au voisinage de la partie élargie du tube. Ces couples alimentent directement des millivoltmètres qui permettent d'avoir une évaluation suffisante de la température. On règle les chauffages de façon que la température du four FC dépasse de 100° environ celle du four FF pour éviter toute condensation de la vapeur dans la partie élargie et en particulier aux entrées et aux sorties des faisceaux lumineux.

Lumière excitatrice. — Son choix est particulièrement important. Pour avoir des résultats que l'on puisse comparer aux prévisions théoriques, il faut que la distribution énergétique au voisinage du centre des raies utilisées soit particulièrement uniforme, c'est-à-dire éviter le plus possible le renversement des raies dans la source. Le plasma lumineux doit être à pression suffisamment basse, surtout en ce qui concerne la vapeur métallique, dans le cas où elle est mélangée à un gaz étranger.

Les lampes spectrales Philips conviennent dans une certaine mesure. Ce sont des petits tubes de 30 mm de longueur entre les électrodes et de diamètre 10 et 6 mm respectivement pour le cadmium et le zinc. Elles fonctionnent en courant alternatif grâce à une alimentation convenable. Malheureusement si on veut les faire fonctionner à la température la plus basse possible, la condensation du métal s'effectue entre les électrodes juste à l'endroit d'où doit sortir la lumière utilisée. Aussi malgré les complications et surtout la nécessité de surveiller la lampe pendant tout son fonctionnement, nous avons adopté finalement un dispositif dont le principe est celui de l'arc dans le vide utilisé par P. Soleillet dans ses études sur des sujets analogues. Nous y avons apporté quelques perfectionnements qui ont rendu son fonctionnement plus régulier et le démontage plus facile (fig. 10).

Un arc alimenté en courant continu (alternatif redressé et étalé par des condensateurs de grande capacité) jaillit entre une électrode de cuivre (anode) et une autre travaillée dans du cadmium ou du zinc (cathode). Les supports des électrodes sont refroidis par une circulation d'eau. Ils sont séparés par un tube de quartz de 16 mm de diamètre intérieur dans sa partie médiane. Ce tube est muni d'un rodage du côté de l'anode. Du côté de la cathode, il a la forme d'un verre de lampe à pétrole ce qui permet un masticage facile à la picéine avec le support de la cathode. Une bague de pyrex empêche son contact direct avec le métal de la cathode. En la sacrifiant à la rigueur si elle s'est soudée à l'électrode, le démontage est rendu possible dans tous les cas.

Le vide est fait par une bonne pompe à palettes. L'amorçage est effectué par une tige connectée à l'anode et reliée par un fil métallique fin avec une masselotte de fer que l'on peut déplacer magnétiquement par une bobine alimentée en courant alternatif. Après le contact de la cathode et de la tige mobile, celle-ci est escamotée et l'arc jaillit entre

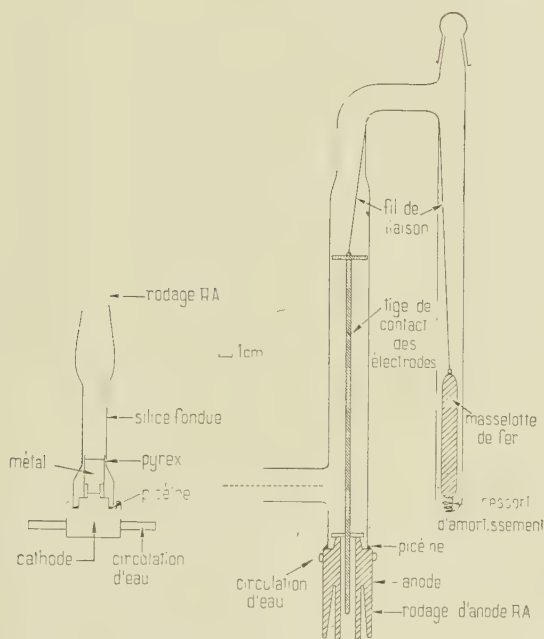


Fig. 10.

les électrodes. Cet arc, malgré une self élevant la tension en cas de rupture du courant, n'est pas très stable. On améliore sa stabilité en y laissant un gaz à faible pression de l'ordre de 0,05 mm de mercure. De l'air peut convenir, mais les nettoyages doivent être fréquents. L'hydrogène ne convient pas du tout. Au contraire, un gaz rare améliore beaucoup le fonctionnement. Le néon est particulièrement commode. La lumière rouge envahit l'arc quand la pression de la vapeur du métal est trop faible et avec une petite flamme à gaz, on peut distiller d'une région de la paroi à l'autre le métal utile pour en augmenter la proportion dans le plasma de l'arc. Cette petite flamme est aussi très utile pour éviter la condensation du métal sur la région du tube d'où doit sortir la lumière.

CHAPITRE VIII

Optique des expériences du cas A'.

Nous allons décrire le montage optique dans le cas A'. Le faisceau exciteur se propage dans la direction z du champ magnétique qui est horizontal. Il ne doit pas être polarisé. On observe dans une direction perpendiculaire, en fait dans la direction y horizontale. Les directions $\vec{d}_1$ et $\vec{d}_2$ du faisceau observé seront la direction x verticale et la direction z du champ magnétique. On analyse sans lame cristalline $\Phi_1 - \Phi_2 - \Phi = 0$. On place l'analyseur double de façon que $z = 0$ $\mathfrak{J}'$ et $\mathfrak{J}''$ étant les intensités des deux faisceaux séparés, la mesure du rapport $\mathfrak{J}'/\mathfrak{J}''$ nous donnera la valeur de $\rho'_1 = \frac{X}{I} = \frac{\mathfrak{J}' - \mathfrak{J}''}{\mathfrak{J}' + \mathfrak{J}''}$.

Optique du faisceau exciteur. — La source utilisée a été l'arc dans le vide (ou le néon) à décharge amorcée par contact des électrodes qui a été décrit précédemment.

Une fente de 14×3 mm. est percée dans un écran placé devant l'arc. Une lentille de silice fondue de 200 mm de distance focale environ en donne une image réduite sensiblement dans un rapport de 3 à 1. Pour la résonance avec la raie 3 261 du Cd, on a pu travailler en éliminant l'autre raie 2 288 en utilisant une feuille de cellophane qui arrête cette dernière raie. Mais pour pouvoir travailler dans les autres cas on a utilisé en avant de la lentille deux prismes de silice fondue de petit angle placés en avant de la lentille. Leurs angles exprimés en radians ont pour valeurs $\Lambda_1 = 0,196$ et $\Lambda_2 = 0,123$. En remontant convenablement la source et la fente placée devant elle le faisceau sortant de la lentille peut être réglé horizontal. A cause du chromatisme de la lentille, les images pour les deux raies de résonance ne se font pas à la même distance de la lentille mais l'ouverture étant assez faible (diamètre de la lentille = 20 mm) la séparation des faisceaux dans la région comprise entre les deux images est suffisante pour qu'une petite fente placée en avant du tube à résonance ne laisse passer que la raie choisie pour être étudiée. Dans les conditions ainsi décrites, à cause de la matière transparente utilisée et des faibles angles d'incidence sur les surfaces, on peut admettre que la lumière utilisée pour l'excitation est de la lumière non polarisée.

Optique du faisceau observé. — Un petit écran percé d'un trou carré de 2×2 mm (ou d'une fente verticale de 1 mm de large) est porté par la fenêtre ménagée dans la chemise d'eau autour des fours. Il est

ainsi maintenu refroidi et peut être approché de la fenêtre ménagée dans le four FC. Le plan objet du système optique ultérieur sera soit cet écran, soit un plan situé entre cet écran et le trajet du faisceau excitateur dans le tube à résonance. La lumière est d'abord rendue parallèle par une lentille de silice fondue de 20 mm de diamètre et de 200 mm de distance focale environ. La position de cette lentille sera réglée selon la radiation utilisée. Elle ne modifie pas la polarisation du faisceau. Le faisceau traverse ensuite 1 ou 2 wollastons montés sur des cercles divisés de 150 mm de diamètre, munis d'un verrier permettant d'apprécier facilement le $1/10$ de degré. Le premier wollaston traversé est calé de façon que le plan perpendiculaire aux arêtes des deux prismes de 45° qui le constituent soit horizontal. Dans ces conditions le faisceau se sépare en deux faisceaux dans un plan horizontal. Ils sont polarisés rectilignement l'un a dans une direction horizontale, l'autre b dans la direction verticale. Le 2^e wollaston est calé dans une direction faisant l'angle β avec la direction correspondante du 1^{er}. Ainsi la séparation des deux faisceaux aa' , ab' ou ba' , bb' , provenant de la séparation de chacun des faisceaux a ou b , s'effectuera dans un plan faisant l'angle β avec le plan horizontal. Dans ces conditions les intensités de ces faisceaux en fonction de celle des faisceaux a et b seront (fig. 11) :

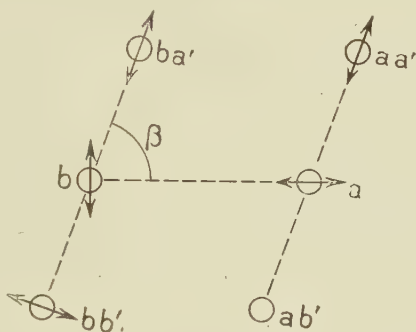


Fig. 11.

$$\begin{aligned} I_{aa'} &= I_a \cdot \cos^2 \beta & I_{ab'} &= I_a \cdot \sin^2 \beta \\ I_{ba'} &= I_b \cdot \sin^2 \beta & I_{bb'} &= I_b \cdot \cos^2 \beta. \end{aligned}$$

Ces formules résultent de ce que les faisceaux $I_{aa'}$ et $I_{bb'}$ sont polarisés dans une direction faisant l'angle β avec l'horizontale ; $I_{ab'}$ et $I_{ba'}$ dans une direction faisant l'angle β avec la verticale. Une caméra munie d'une lentille de quartz cristallin qui modifiera peut-être la polarisation des faisceaux mais non leur intensité donnera pour chacun des faisceaux séparés par les wollastons une tache sur une plaque photographique. La distance lentille-plaque est réglée pour la longueur d'onde de la radiation utilisée. Les quatre taches obtenues sur la plaque sont aux quatre sommets d'un losange dont l'un des angles est β et dont les côtés ont pour longueur $2(n_e - n_o)f'$, puisque la séparation angulaire des faisceaux par chaque wollaston est de $2(n_e - n_o)$. L'ordre de gran-

deur de f étant de 200 mm, cette distance des taches est de l'ordre de 4 mm puisque $(n_e \rightarrow n_o) = 0,01$ environ.

Analyse de la polarisation. — Le 1^{er} wollaston joue un rôle d'un analyseur double, I_b et I_a pouvant être identifiées à J' et J'' . Les directions $\vec{d}_1$ et $\vec{d}_2$ étant les directions x et z , la position décrite correspond à $\alpha = 0$.

On aura donc :

$$p_1' = \frac{J' - J''}{J' + J''} = \frac{I_b - I_a}{I_b + I_a}.$$

Pour avoir p_1' il suffit donc d'avoir le rapport $\frac{I_b}{I_a}$ par l'étude des deux taches qui seraient obtenues en l'absence du second wollaston. Toutefois la mesure du rapport de l'intensité des deux taches par l'étude de leur noircissement est d'autant moins sûre que le rapport diffère de 1, ce qui est le cas dans ces expériences où I_b est souvent très supérieur à I_a . Utilisant le second wollaston au contraire on peut choisir β de façon $I_a \sin^2 \beta$ et $I_b \cos^2 \beta$ ou $I_a \cos^2 \beta$ et $I_b \sin^2 \beta$ soient voisins, ce qui nécessite que $\operatorname{tg}^2 \beta$ soit voisin de $\frac{I_b}{I_a}$ ou $\frac{I_a}{I_b}$. On choisit la première solution qui correspond à des angles β compris entre 45° et 90° et par suite à des losanges moins aplatis que ceux de l'autre solution.

Posons :

$$\frac{I_b}{I_a} = \operatorname{tg}^2 \beta_0$$

on a :

$$\rho = \frac{I_{bb'}}{I_{ab'}} = \frac{I_b \cos^2 \beta}{I_a \sin^2 \beta} = \frac{\operatorname{tg}^2 \beta_0}{\operatorname{tg}^2 \beta}.$$

Connaissant β la mesure de ρ voisine de 1 permet le calcul de β_0 (et par suite de p_1'):

$$\operatorname{tg}^2 \beta_0 = \rho \operatorname{tg}^2 \beta.$$

La seule connaissance du sens de l'inégalité entre $I_{bb'}$ et $I_{ab'}$ renseigne déjà sur celui de l'inégalité de β et β_0 . Si $I_{bb'} > I_{ab'}$, $\rho > 1$, $\beta < \beta_0$ et on aura intérêt à faire une autre expérience après avoir augmenté β pour l'approcher de β_0 . Un simple examen visuel de la plaque développée permet d'ailleurs d'affirmer avec beaucoup de sûreté l'existence de telles inégalités et donne leur sens. Il est possible ainsi et cela sans utilisation du microphotomètre de trouver l'angle β tel que $I_{bb'} = I_{ab'}$. Dans ce cas $\beta_0 = \beta$ et $I_b/I_a = \operatorname{tg}^2 \beta$. Comme on peut être gêné par les taches voisines, on peut aussi projeter la région intéressée de la plaque sur un écran blanc en se servant d'un agrandisseur. Il est plus facile alors

d'isoler pour l'observation visuelle cette région sans introduire de dissymétries qui risqueraient de fausser les résultats.

Les plaques utilisées actuellement sont des plaques Kodak 103 aO sensibilisées ou non à l'UV selon qu'il s'agit des raies 2 288 et 2 139 ou 3 261 et 3 076.

Les wollastons sont constitués comme on le sait par deux prismes de quartz à 45° . Dans l'un, l'axe cristallin est parallèle à l'arête ; dans l'autre, il lui est perpendiculaire et parallèle à la face utilisée pour l'entrée du faisceau.

Pour pouvoir être utilisés aussi dans l'UV lointain, les prismes constituants ont été non pas collés à la glycérine mais adhésés, c'est-à-dire que les surfaces à rassembler ont été travaillées optiquement de façon parfaite, puis rapprochées. Elles adhèrent alors sans interposition de couche d'air (voir fig. 12).

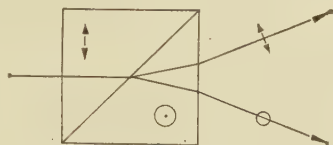


Fig. 12.

Analyse des plaques. — En vue d'une mesure d'intensité relative des faisceaux par celle du noircissement des taches correspondantes, nous avons utilisé une méthode décrite par P. Soleillet et Martelly (14).

Elle consiste à faire sur la plaque (ou sur une portion détachée de la

même plaque) un spectre de raies larges à l'aide d'un petit spectrographe dont le collimateur est muni de diaphragmes convenables. Il s'agit de deux diaphragmes dans deux plans différents, l'un libérant un demi-plan, l'autre un angle aigu. Les divers points de la fente dans le sens de sa longueur

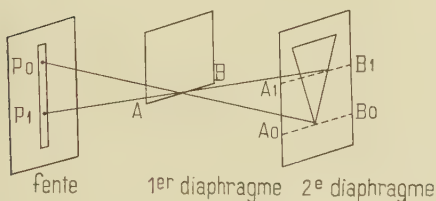


Fig. 13.

produisent un éclaircissement de la plaque proportionnel au carré de la distance de ce point au point de la fente pour lequel la lumière commence à être complètement interceptée.

Il en est ainsi en effet puisque le cône des rayons utiles partant d'un point P de la fente découpe dans le plan du deuxième diaphragme un triangle dont les dimensions linéaires sont proportionnelles à la distance du point P au point P_0 pour lequel le triangle se réduit à un point (voir fig. 13).

Ici on a apporté quelques perfectionnements de détail : fente courbe pour avoir des spectres à raies rectilignes, disque de quartz dépoli

servant d'écran diffusant devant la plaque, la source étant de l'autre côté de la lame dépolie dans l'axe du collimateur.

Dans les expériences faites dans ce chapitre on s'est contenté de faire l'étalonnage indépendamment de l'expérience de résonance produisant les taches à mesurer. Il eût été théoriquement plus correct d'utiliser la même source, commençant et terminant la pose au même instant. On s'est contenté d'utiliser pour l'étalonnage une lampe Philips et à effectuer celui-ci après la pose de résonance en s'imposant seulement d'utiliser une durée de pose du même ordre.

Le noircissement des plaques a été étudié par une simplification du microphotomètre Kipp et Zonen, avec d'ailleurs les éléments originaux de l'appareil : objectifs, couple thermoélectrique, avec sa fente de projection, galvanomètre à faible période. Le montage ne permet que des pointés isolés mais en utilisant une lentille d'éclairage de champ on peut se rendre compte avec précision de la région analysée.

CHAPITRE IX

Optique des expériences du cas B.

Dans le cas B, le faisceau excitateur se propage dans la direction y horizontale et perpendiculaire au champ magnétique. Il est polarisé rectilignement dans la direction verticale x . L'observation est faite dans la direction horizontale z du champ magnétique. Les directions $\vec{d}_1$ et $\vec{d}_2$ d'étude du faisceau étant des axes x et y . On analyse sans lame cristalline $\Phi_1 - \Phi_2 = \Phi = 0$. L'analyseur double étant placé de façon que $\alpha = \frac{\pi}{4}$, $\mathcal{J}'$ et $\mathcal{J}''$ étant les intensités des deux faisceaux séparés, la mesure du rapport $\mathcal{J}'/\mathcal{J}''$ nous donnera les valeurs de :

$$P_2 = \frac{1}{1} = \frac{\lambda}{\mathcal{J}' + \mathcal{J}''}.$$

Les expériences ont été faites sur le Zn, en utilisant le mélange naturel des isotopes et la raie λ 139. La source utilisée a été une lampe spectrale Philips dont l'utilisation a provoqué un certain nombre de difficultés que nous avons cherché à réduire comme nous le verrons plus loin.

Optique du faisceau excitateur. — On a effectué simultanément la séparation spectrale de la lumière excitatrice et sa polarisation en utilisant comme séparateur un prisme de quartz cristallin d'angle $A = 45^\circ$ taillé de façon que l'arête soit dans la direction de l'axe optique du cris-

tal. Cette arête est placée horizontalement de façon que la fente dont l'image est projetée au centre du tube de résonance, puisse être elle-même horizontale. La lentille avant le prisme (lentille collimatrice) est en quartz cristallin, celle après le prisme est en silice fondue pour ne pas modifier la polarisation des faisceaux. Ces lentilles ont des distances focales de l'ordre de 200 mm et des diamètres de l'ordre de 20 mm.

Le collimateur tout entier, fente et lentille de quartz peut tourner autour d'un axe parallèle à l'arête du prisme, un palmer peut repérer le réglage une fois qu'il a été effectué sur un banc d'optique indépendant (voir fig. 14).

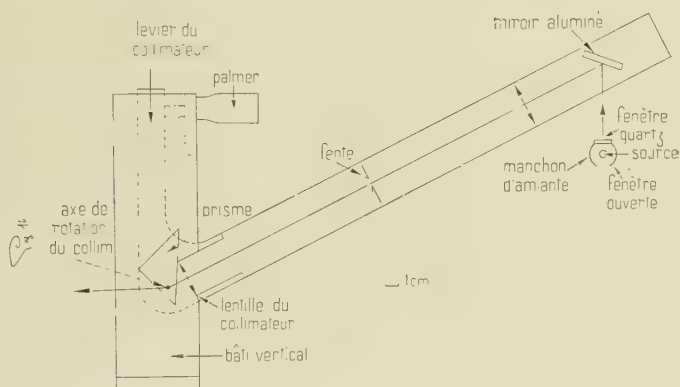


Fig. 14.

La source Philips étant un tube de dimensions restreintes, on a dû utiliser une lentille de quartz comme condenseur en avant de la fente pour en faire l'image sur elle. Ce dispositif permet de placer la lampe à une distance importante de la fente et par cela même d'essayer d'améliorer son fonctionnement. Comme il a été dit plus haut, la condensation du zinc en excès dans le tube de la lampe s'effectue juste entre les deux électrodes et particulièrement du côté d'où l'on veut que sorte la lumière, si ayant supprimé l'enveloppe de verre de protection de la lampe, on la remplace par un manchon d'amiante muni d'une fenêtre ouverte. Après divers essais, dont l'un consistait à utiliser un petit four pour chauffer la lampe du bon côté, nous avons maintenu la lampe horizontale et utilisé la lumière émise verticalement vers le haut. Le manchon d'amiante est muni de deux fenêtres opposées dont l'une, celle du dessus est fermée par une lame de quartz, l'autre, celle du dessous est laissée ouverte. La partie la plus froide du tube est alors la partie du dessous, la condensation s'y effectue et n'y est pas gênante puisque

la région de sortie de la lumière reste dégagée. Un miroir plan aluminé permet de rejeter le faisceau vertical dans l'axe du collimateur.

Le prisme est fixé dans une position voisine de celle correspondant au minimum de déviation sur un bâti vertical qui supporte l'axe de rotation du collimateur. Pour une même longueur d'onde c'est le faisceau polarisé verticalement (faisceau ordinaire) qui est moins dévié que celui qui est polarisé horizontalement. C'est lui que l'on réglera horizontal à la sortie du prisme. La séparation angulaire est suffisante pour qu'un diaphragme placé dans la fenêtre de la chemise d'eau puisse arrêter le faisceau polarisé horizontalement ainsi que les deux faisceaux de polarisation verticale et horizontale, dont la longueur d'onde correspond à l'autre raie de résonance.

Optique du faisceau observé. — En ce qui concerne l'optique de l'observation qui utilise le banc d'optique longitudinal, on photographie le tube à résonance sans diaphragme en utilisant d'abord une lentille de silice fondue pour ne pas modifier la polarisation de la lumière étudiée. La lumière traverse alors un wollaston, réglé d'abord pour que les faisceaux sortants soient séparés dans un plan horizontal, que l'on a ensuite fait tourner de 45° .

I_a étant l'intensité du faisceau dont la polarisation se trouve dirigée dans le plan de séparation des deux faisceaux, I_b étant l'intensité de l'autre faisceau, I_b et I_a jouent le rôle de I' et I'' avec $\alpha = \frac{\pi}{4}$, $\Phi_1 - \Phi_2 = \Phi = 0$ les directions de base 1 et 2 étant les directions x et y .

On a donc :

$$p_2 = \frac{I_b - I_a}{I_b + I_a}.$$

Comme on l'a vu dans la théorie du phénomène, on attend pour le Zn des valeurs comprises entre $-\frac{1}{2}$ et $+\frac{1}{2}$. La valeur la plus élevée que peut prendre le rapport I_b/I_a ou son inverse ne doit pas dépasser 3. Il n'y a pas lieu donc de prévoir l'utilisation d'un deuxième wollaston pour n'avoir à comparer que des intensités du même ordre de grandeur.

Une deuxième lentille en quartz cristallin projette les deux images du faisceau traversant le tube à résonance sur une plaque photographique.

Plus exactement on utilise la moitié d'une plaque photographique, l'autre est placée dans le spectrographe d'étalonnage éclairé par la même source. Elle est impressionnée pendant le même temps. Sensibilisées en même temps (au salicylate de soude) les deux moitiés sont développées en même temps. Ainsi se trouvent réalisées les meilleures conditions théoriques d'étalonnage.

Du fait de l'absence de diaphragme devant la région éclairée du tube à résonance, les images sont des plages très allongées dans le sens de

la propagation du faisceau excitateur. Du fait de l'orientation du wollaston elles sont parallèles mais décalées dans une direction à 45° . Dans l'étude du noircissement, quoique celui-ci ne subisse guère de variation dans le sens de la longueur des plaques, on a pris soin de ne comparer que des portions correspondantes sur l'une et l'autre plage.

CHAPITRE X

Résultats et discussions des expériences du cas B.

Durée de vie du niveau excité 1P_1 .

On a réalisé les expériences dans le cas B avec le zinc et la raie $2\,139\text{ \AA}$. Ces expériences devaient compléter celles faites par P. Soleillet et J. Ploquin (15) sur le cadmium et la raie $2\,288$ qui donnaient des résultats assez surprenants en ce qui concerne la durée de vie du niveau excité 1P_1 relatif à cette raie.

Quoique d'un maniement plus difficile, la raie $2\,139$ devait permettre des conclusions plus nettes, puisque l'on pouvait avec le zinc laisser de côté le rôle, sans doute peu important, des isotopes à spin impair en proportion seulement de $0,04$ qui risquait de compliquer le phénomène.

On a opéré avec un tube scellé dont l'extrémité large maintenue dans le four FC a une forme sphérique. L'extrémité plus froide dans le four FF a été tenue à une température voisine de 310° correspondant à une pression de vapeur de $3 \cdot 10^{-3}$ mm de mercure.

Les plaques étant des Superaviachrome sensibilisées au salicylate de sodium, les durées de pose sont très longues de l'ordre 3 heures.

Le but étant de tracer la courbe de p_2 en fonction de H au voisinage de l'origine, on n'a pas jugé utile de dépasser un courant magnétisant de 20 ampères correspondant à un champ de 221 gauss.

La courbe de p_2 en fonction du champ magnétisant est la suivante (voir fig. 15).

Cette courbe s'ajuste en gros à une courbe en :

$$aH/[1 + (aH)^2].$$

Si on considère que les points au voisinage de l'origine sont les plus corrects (sauf ceux $I=0$ pour lesquels, à cause du champ magnétique terrestre, la direction du champ n'est plus fixée par le courant magnétisant), la tangente à l'origine correspondant à $p_2 = aH$ donne pour a la valeur $a = 7,5 \cdot 10^{-3}$.

Comme pour l'état 1P_1 et les isotopes de spin nul le facteur de Landé :

$$g = g_j = 1 \qquad a = \frac{2\omega_H}{pH} = \frac{e}{m_0cp} = \frac{1,75 \times 10^7}{p}.$$

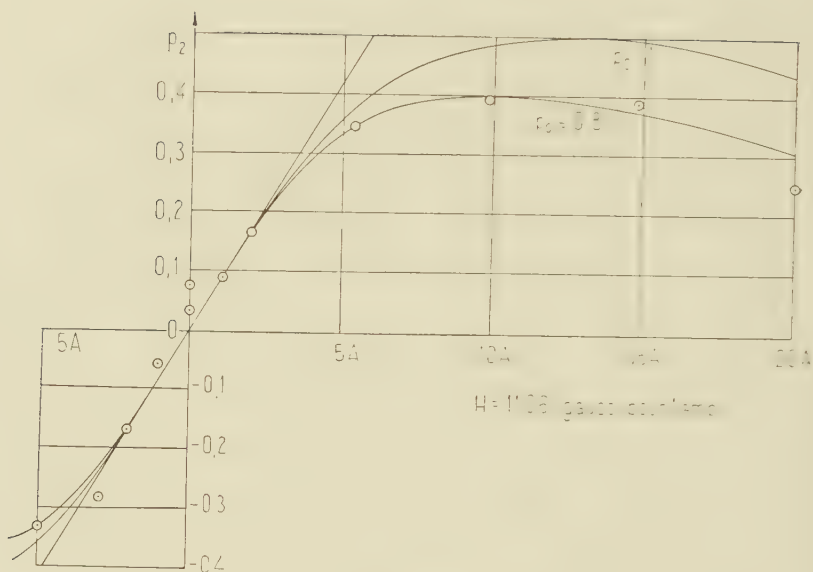


Fig. 15.

On en tire pour la durée moyenne de vie :

$$\bar{\tau} = \frac{1}{p} = \frac{m_0 c a}{e} = 4,3 \times 10^{-10}.$$

Ce nombre est à comparer à la durée moyenne de vie τ_1 d'un oscillateur harmonique à 1 électron en tenant compte de son amortissement en énergie. On a :

$$\tau_1 = \frac{3}{2} \frac{c^3 m_0}{e^2 \omega^2} = \frac{c^2}{\omega^2} \cdot 178.$$

Pour la raie 2 139 :

$$\frac{c}{\omega} \frac{\lambda}{2\pi} = 3,4 \times 10^{-6} \quad \tau_1 = 2,06 \times 10^{-9}.$$

On a :

$$\frac{\bar{\tau}}{\tau_1} = \frac{0,43}{2,06} = 0,209.$$

Il serait assez naturel que ce rapport soit égal à l'unité. On peut justifier cette différence en supposant un renversement assez prononcé de la raie excitatrice de sorte que ce soient les ailes de la raie qui jouent le rôle principal. Dans ce cas le phénomène peut être considéré comme intermédiaire entre celui de la résonance et celui de la diffusion où l'influence du champ magnétique est nulle et l'on peut s'attendre à un effet de ce dernier de l'ordre de celui qui a été observé. Ces résultats

sont à rapprocher de ceux de M. R. Lennuier (7) sur la raie 2 537 du mercure où la raie excitatrice a été systématiquement rendue creuse.

D'un autre côté, les difficultés que l'on a eues dans le cas A' pour étudier les raies 2 288 et 2 139 avec des tubes non scellés pourraient laisser supposer que, dans les conditions réalisées dans le tube scellé étudié une désexcitation des atomes excités par chocs non élastiques sur des atomes de gaz résiduel pourrait expliquer une diminution notable de la durée apparente de vie.

On peut aussi chercher à mieux ajuster la courbe expérimentale avec une courbe théorique, en adoptant une forme :

$$p_2 = p_0 \frac{aH}{1 + (aH)^2} \quad \text{avec} \quad p_0 < 1 \quad \text{et} \quad a = \frac{e}{m_0 c p}.$$

Les tangentes à l'origine coïncideront si $ap_0 = 7,5 \cdot 10^{-3}$. Avec $p_0 = 0,8$ qui donnerait le maximum 0,4 de la courbe expérimentale, on aurait :

$$a = \frac{7,5}{p_0} 10^{-3} = 9,4 \times 10^{-3}$$

et :

$$\bar{\tau} = \frac{1}{p} = \frac{m_0 c}{e} a = 5,4 \times 10^{-10}.$$

ce qui ne fait que remonter légèrement sa valeur sans la rapprocher sensiblement de $20,6 \cdot 10^{-10}$.

CHAPITRE XI

Résultats et discussions des expériences dans le cas A'. Influence de la séparation des isotopes.

Dans un premier montage non décrit nous avons essayé de réaliser simultanément les meilleures conditions pour le cas A' aussi bien pour les raies 2 288 et 2 139 que pour les raies 3 261 et 3 076 du cadmium et du zinc. Pour cela il fallait réaliser une séparation par prisme des deux raies de résonance puisque la méthode d'absorption ne permet de garder que la raie de fréquence la plus faible. D'un autre côté une séparation spectrale par un prisme d'angle assez grand placé sur le faisceau excitateur risque de le polariser par des réfractions sous des angles d'incidence importants.

C'est ainsi qu'on a été tenté de ne réaliser la séparation qu'en fin de parcours sur le faisceau observé une fois effectuée la séparation par wollastons. A cet effet on a réalisé, pour pouvoir recevoir les faisceaux sur des plaques placées perpendiculairement, des achromats silice fondue-eau, la lentille divergente d'eau étant maintenue par deux ménisques de silice fondue dont l'une des faces (celle extérieure) est

presque plane tandis que l'autre est très bombée. Ces courbures leur confèrent des qualités optiques assez rudimentaires.

Dans ce montage les deux raies de résonance sont étudiées en même temps. Mais dans le cas du cadmium qui a été mis à l'épreuve, la résonance de la raie 3 261 donne des noircissements beaucoup plus forts que la raie 2 288 et les taches dues à cette dernière se trouvent noyées dans l'étalement des premières dû aux aberrations des achromats.

On est donc revenu à un montage plus simple où chacune des raies de résonance est étudiée séparément.

Pour les raies 3 261 et 3 076 on a simplement intercalé une feuille de cellophane sur le faisceau excitateur.

Pour les raies 2 288 et 2 139 on a utilisé une séparation spectrale du faisceau excitateur par des prismes de silice fondue de petit angle (deux prismes d'angle $A_1 = 0,196$ et $A_2 = 0,123$) placés de façon que les angles d'incidence soient les plus faibles possibles. On a contrôlé que ce montage donne les mêmes résultats que la séparation par la cellophane dans le cas de la raie 3 261. Toutefois, nous n'avons eu des résultats vraiment satisfaisants que dans le cas de la raie 3 261, parce que, avec les raies 2 288 et 2 139, nous avons observé qu'aux températures où nous opérons, pas trop basses pour avoir des poses de durées raisonnables, la région directement éclairée par le faisceau excitateur dans le tube à résonance était entourée d'une région lumineuse étendue dont la luminosité est due probablement à la résonance secondaire.

Ce phénomène est particulièrement net dans les tubes qui restent en liaison avec le banc de pompage. Or, ces conditions constituent, comme on l'a observé pour la raie 3 261, les meilleures conditions d'observation d'un phénomène de pure résonance. Ce n'est sans doute que par une action des gaz étrangers non éliminés des tubes scellés que l'on fait diminuer la résonance secondaire, tout en influençant d'une manière mal connue la résonance primaire.

Aussi nous laisserons de côté les résultats quantitatifs relatifs aux raies 2 288 et 2 139.

De toutes façons, il est exclu que les difficultés puissent provenir de la lumière parasite. Si le tube n'est pas chauffé il reste non lumineux aussi bien sur le trajet du faisceau excitateur que dans la région en dehors de lui.

En intercalant une feuille de cellophane sur le trajet du faisceau observé au voisinage du diaphragme objet et cela sur la moitié seulement du faisceau, on arrête cette partie du faisceau. Il ne s'agit donc pas de résonance due à l'autre raie de résonance que le dispositif de séparation sur le faisceau excitateur aurait partiellement laissé passer.

Pour la raie 3 076 du zinc nous avons observé aussi que la région lumineuse dans le tube à résonance s'étend au-delà de la région traversée par le faisceau excitateur dans le cas du tube ouvert. On peut l'attribuer contrairement à ce que nous avons admis pour les raies 2 288 et 2 139, non à la résonance secondaire, mais aux longs parcours des

atomes de zinc pendant leur désexcitation à partir de l'état 3P_1 dont la durée moyenne de vie est de l'ordre de 10^{-5} . Ces parcours sont de l'ordre du centimètre alors qu'ils sont de l'ordre du millimètre pour la raie correspondante 3 261.

Nous nous sommes donc attachés aux résultats donnés par le cadmium et la raie 3 261, séparée de la raie 2 288 par l'interposition de cellophane sur le faisceau excitateur horizontal.

Après de nombreux essais et réglages on doit retenir les résultats en tubes scellés qui ont donné des taux de polarisation p'_1 extrêmement faibles.

$$\text{Pour Cd 114 : } \beta_0 = 47^\circ \quad p'_1 = 0,07$$

$$\text{Pour Cd 111 : } \beta_0 = 47^\circ \quad p'_1 = 0,07.$$

Ce sont ces résultats en violente contradiction avec les prévisions théoriques qui nous ont fait souhaiter travailler en tubes en liaison permanente avec le banc de pompage. Avec ces tubes la température du four FF a été maintenue aux environs de 185° , ce qui correspond, si on admet un débit faible de vapeur, à une pression de la vapeur de Cd de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$ mm de mercure tandis que la pression sur le banc de pompage est inférieure à 10^{-5} mm de mercure.

On a obtenu dans ces conditions :

$$\text{Cd naturel : } \beta_0 = 72^\circ \quad p'_1 = 0,81$$

$$\text{Cd 114 : } \beta_0 = 81^\circ \quad p'_1 = 0,95$$

$$\text{Cd 111 : } \beta_0 = 58^\circ \quad p'_1 = 0,44$$

$$\text{Cd 113 : } \beta_0 = 58^\circ \quad p'_1 = 0,44.$$

Ces résultats ne varient sensiblement pas avec le régime de la source qui est l'arc à allumage par contact qui a été précédemment décrit.

On pourra comparer ces résultats avec ceux prévus théoriquement dans le cas d'une excitation par raie large (broad line excitation) et par raies étroites (narrow line excitation) en admettant la coïncidence de la composante hyperfine due aux isotopes pairs avec la composante $3/2 \rightarrow 1/2$ due aux isotopes impairs tandis que la composante $1/2 \rightarrow 1/2$ est nettement détachée, ces deux groupes ayant sensiblement la même largeur spectrale.

	p'_1 théorique raie large	p'_1 théorique raie étroite	p'_1 mesuré
Cd naturel	0,78	0,87	0,81
Cd 114 . .	1	1	0,95
Cd 111 . .	0,27	0,41	0,44
Cd 113 . .	0,27	0,41	0,44

On voit que :

- 1° l'influence de l'isotope est bien celle prévue par la théorie ;
- 2° les différences peuvent s'interpréter par une séparation isotopique imparfaite et une excitation intermédiaire entre le cas de la raie large et celui des raies étroites.

CHAPITRE XII

Réflexion sélective sur la vapeur de cadmium.

Ce phénomène de réflexion sélective sur la vapeur de Cd est l'analogue de celui découvert par R. W. Wood sur le mercure (17). Ce dernier a montré que le pouvoir réflecteur de la surface interne d'un tube de quartz rempli de vapeur de mercure augmentait avec la pression de cette dernière pour la raie de résonance 2 537 tandis qu'il ne variait pas pour les autres raies.

Nous avons fait l'expérience avec un tube contenant de la vapeur de Cd et dont l'une des parois est constituée par une lame à faces planes non parallèles, ce qui permet d'éliminer la réflexion sur la face externe.

On a pu étudier ainsi ce qui se passe pour chacune des deux raies de résonance 2 288 et 3 261 qui se trouvent toutes les deux dans un domaine expérimentalement accessible. Nous avons déjà dit que pour le mercure l'analogue de la raie 2 288 est la raie 1 849 qu'il est très difficile d'étudier.

Ces expériences, étant des expériences de prospection, ont été conduites en utilisant le plus possible le matériel expérimental construit pour l'étude de la résonance. De nombreuses modifications ont dû être introduites par la suite, selon les nécessités de la poursuite du travail.

On a utilisé en particulier le support des tubes et les fours. Le banc d'optique longitudinal a été muni d'un plateau sur lequel a été montée toute l'optique nécessaire.

La source est une lampe spectrale Philips à cadmium dont l'enveloppe extérieure de verre a été remplacée par un manchon d'amiante muni d'une fente parallèle au tube de 5 mm sur 1 mm. Elle est disposée verticalement.

Dans un premier essai, on a utilisé un tube à vapeur de cadmium à chambre sphérique. Un miroir aluminé placé à l'entrée de la chemise d'eau renvoyait sur la sphère la lumière provenant directement de la source. La sphère formait alors une image (virtuelle), très petite, servant d'objet pour un faisceau de rayons sortant dans une direction voisine de l'axe de la chemise d'eau, évitant le miroir dont nous avons parlé.

Cet objet formé par réflexion sur la sphère était situé au foyer de lentille collimatrice d'un spectrographe sans fente qui séparait sur une plaque les images pour les diverses longueurs d'onde fournies par la source. Théoriquement, ce dispositif ne permet pas de séparer la lumière réfléchie sur la surface externe du tube de quartz (réflexion sur quartz) de celle réfléchie par la surface interne (réflexion quartz-vapeur). De toute façon, même avec les ouvertures faibles des faisceaux utilisés, les images sont si défectueuses que ce dispositif n'a pu être conservé.

Par la suite on a utilisé un tube scellé dont la chambre cylindrique était fermée par une lame à faces planes, légèrement prismatique.

A l'aide d'un achromat quartz-eau on fait, sur la lame même, une image de la fente placée devant la source en se servant du miroir aluminé qui permet de ne pas encombrer l'entrée de la chemise d'eau. Cet achromat est constitué par deux lentilles de quartz sensiblement plan-convexes formant avec une monture en plexiglas et des rondelles de caoutchouc une cuve à eau. Cet achromat d'une distance focale de 300 mm environ fait de la fente devant la source une image avec un grandissement de l'ordre de 2, c'est-à-dire de 2 mm de large environ.

Après les réflexions, soit celle sur la face externe, soit celle sur la face interne, réflexion précédée et suivie par une réfraction par la face externe, cette image constitue un objet lumineux éclairant dans deux cônes d'ouverture égale à celle du faisceau incident provenant de l'achromat de projection. Les axes de ces deux cônes sont séparés par un angle :

$$d_i = 2nA$$

A étant l'angle des faces du prisme, n l'indice de la silice fondue. La formule est valable pour une incidence voisine de la normale. Etant donnée leur faible ouverture, les deux cônes sont entièrement séparés et on pourra alors éliminer toute la lumière réfléchie par la face externe du tube.

Cette image est prise comme objet au foyer du collimateur du spectrographe sans fente qui sert à séparer les diverses radiations avant de faire l'image sur une plaque photographique. Le prisme du spectrographe est un prisme de Cornu constitué par deux prismes de quartz droit et gauche de 30° chacun qui ont été adhésivés. Pour faciliter les réglages, les lentilles sont des achromats quartz-eau analogues à celui qui a servi à la projection de la source. Ils ont une distance focale de l'ordre de 250 mm. La plaque est ainsi disposée normalement au faisceau. Une longue fente horizontale de 2 mm de largeur placée contre la plaque permet de faire plusieurs poses sur la même plaque en déplaçant celle-ci derrière cette fente à chaque pose. Ces poses sont d'ailleurs très courtes étant donnée la lumière dont on dispose, 5 à 10 secondes seulement, même en diaphragmant fortement les faisceaux.

On a installé un volet obturateur de manœuvre facile entre la lentille

de camera et la plaque. On a utilisé un diaphragme de quelques millimètres carrés à peine de surface placé juste devant la lentille collimatrice.

Les expériences ont été faites avec des pressions de vapeur de plus en plus élevées en partant de celle utilisée pour les expériences de résonance. L'augmentation de la température a nécessité la modification des fours.

En effet, les fours utilisés pour la résonance n'ont plus été suffisamment isolés aux températures plus élevées nécessaires. On s'est contenté d'enroulements à simple bande plus facile à isoler.

D'autre part, on a constaté qu'il était de toute première importance d'éviter toute présence de laiton chauffé à cause de la vaporisation du zinc qui se produit alors. Celle-ci est particulièrement désastreuse par son action sur le tube de quartz. Celui-ci blanchit et se dépolit dans une atmosphère contenant de la vapeur de zinc ou plutôt contenant de l'oxyde de zinc qui doit constituer un verre à la surface du quartz.

Aussi on a décidé d'utiliser le fer pour construire les fours et après cette modification le tube de quartz a pu être maintenu longtemps en bon état.

Malgré que la réflexion sélective qui se manifeste dès la température de 600° d'une façon certaine pour la raie 2 288, ne se manifeste qu'à peine pour la raie 3 261 aux températures de 850°, nous n'avons pas poursuivi l'élévation de la température, la pression de la vapeur étant déjà plus élevée que la pression atmosphérique, par peur de rupture du tube. D'ailleurs les déformations du tube qui se produisent déjà modifient les images et rendent difficile et peu sûre la comparaison entre les expériences à haute et basse température.

Une autre difficulté due à la haute température des fours est le fait qu'ils sont fortement lumineux, particulièrement FC maintenu à 950°. Cette difficulté a été sensiblement résolue en utilisant un très petit diaphragme sur le faisceau observé et en disposant l'obturateur sur ce même faisceau et non plus sur le faisceau incident. La lumière parasite provenant des fours est réduite ainsi au minimum (voir fig. 16).

Dans les premières expériences faites avec ce montage, on fait trois poses sur la plaque, une première avec le tube froid, la seconde avec le tube chaud, la dernière avec le tube refroidi.

On a ensuite préféré maintenir à la même température, par le four FC, la chambre cylindrique du tube ainsi que sa face de réflexion. Dans la première pose, le four FF, qui règle la température de la queue du tube et, par suite, la pression de la vapeur, est maintenu froid; dans la seconde pose, il est chauffé à la température voulue, dans la troisième, il est refroidi.

Les trois spectres, qui se présentent comme une série de carrés de 2 mm de côté, pour chaque radiation, sont encadrés par les spectres dégradés fournis par le spectrographe d'étalonnage avec des durées de

pose de 5 à 10 secondes et une autre source Philips placée à une distance convenable de la lame dépolie pour que, après développement, les taches dégradées contiennent des régions de noircissement voisin de celui des plages fournies par la réflexion.

Par la suite, pour rendre les résultats plus comparables on a fait successivement six poses, en dehors des spectres d'étalonnages. Le four FC est maintenu à la même température tandis que le four FF froid dans la première pose est porté à des températures augmentant sensiblement de 48° d'une pose à la suivante à partir de la seconde.

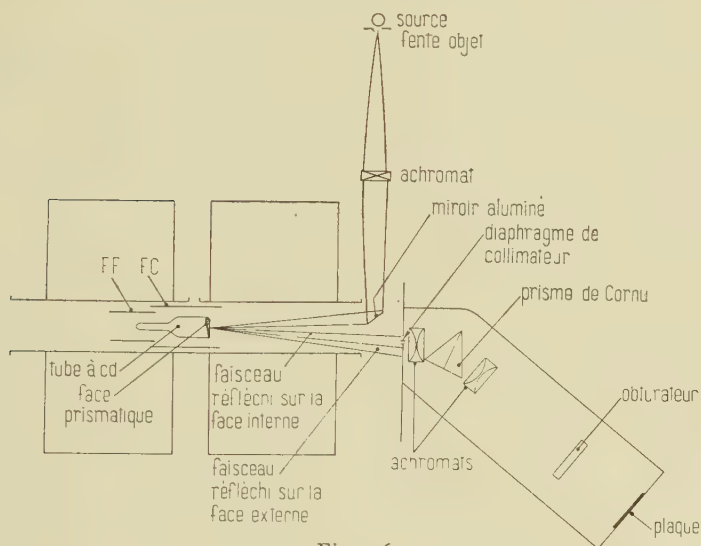


Fig. 16.

On compare les résultats des cinq poses à ceux de la pose à froid, on obtient cinq points qui se placent bien sur une courbe montante.

Dans l'étude de la raie 2 288 on vérifie que pour la raie 3 403 qui se présente avec une intensité du même ordre les cinq points restent sur une horizontale.

Pour la raie 3 261 qui est plus intense, on compare avec la raie 3 610 dont l'intensité plus grande est du même ordre de grandeur.

ρ_0 étant le pouvoir réflecteur de la surface silice fondue-vide (à la température de la silice), on mesure ainsi le rapport ρ/ρ_0 , ρ étant le pouvoir réflecteur de la surface silice fondue-vapeur de cadmium (à la température de la silice, c'est-à-dire celle de FC) à diverses valeurs de sa pression, laquelle est la pression saturante de la vapeur aux diverses valeurs de la température de la paroi la plus froide du tube (c'est-à-dire du four FF).

Pour la raie 2 288, on a, les résultats étant donnés en faisant les moyennes des meilleures expériences.

Température FF (°C)	Pression de la vapeur	Log ρ/ρ_0
550	37	0
595	80	0,07
645	160	0,16
693	315	0,28
742	600	0,41
790	1 000	0,49
839	1 500	0,52
887	2 350	0,53
Température du FC 950° C		

Les pressions sont exprimées en millimètres de mercure, les logarithmes sont les logarithmes décimaux.

On peut calculer ρ_0 par la formule :

$$\rho_0 = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2$$

en utilisant la valeur $n = 1,41$ où l'on a tenu compte de la température de la silice fondue. On peut alors avoir la valeur même de ρ . On trouve que pour les plus grandes valeurs de la pression que l'on a pu expérimenter, ρ a la valeur 0,14, alors que la forme de la courbe de Log ρ/ρ_0 fait penser à une saturation. On peut en conclure que si une partie des radiations 2 288 subit une réflexion métallique, ce ne peut être qu'une fraction peu importante de l'ensemble de ces radiations.

Pour la raie 3 261, les résultats sont moins nets. En se servant d'un grand nombre d'expériences on peut dire que l'on atteint pour Log ρ/ρ_0 à peine la valeur 0,11 aux environs de 850°. Il faudrait pouvoir augmenter sensiblement la pression de la vapeur. On doit noter d'ailleurs que le montage ne permet pas de séparer les radiations 3 261 de celles 3 252. Or, celles-ci n'ont guère de raison de subir la réflexion sélective. Leur présence ne peut que diminuer le rapport ρ/ρ_0 .

CONCLUSIONS

Les résultats suivants ont été obtenus :

1° En résonance optique la vapeur de zinc montre pour la raie 2 139 le même phénomène que celle de cadmium pour la raie 2 288. La dépolarisation de la lumière émise qui est due à l'action d'un champ magnétique est plus faible que celle qu'on attendrait de l'assimilation de

l'atome à un électron oscillant harmoniquement. La durée de vie à l'état excité que l'on en déduit est cinq fois plus faible.

2° Dans les expériences avec une excitation à symétrie axiale pour le cadmium et la raie 3 261, l'influence du spin nucléaire explique parfaitement l'absence de polarisation totale observée avec le mélange naturel. L'expérience avec l'isotope 114 de spin nucléaire nul montre une polarisation sensiblement totale, tandis qu'avec les isotopes 111 et 113 de spin nucléaire 1/2 la polarisation observée de 0,44 s'accorde avec les prévisions théoriques. Pour la raie 2 288 du cadmium et la raie 2 139 du zinc, il est difficile de tirer des conclusions du fait de la résonance secondaire.

3° La réflexion sélective a été observée sur la vapeur de cadmium d'une façon particulièrement nette en ce qui concerne la raie 2 288. Une courbe du pouvoir réflecteur en fonction de la pression de la vapeur a pu être donnée jusqu'à des pressions de l'ordre de deux atmosphères.

Pour la raie 3 261 le phénomène est encore faible à cette pression.

*(Laboratoire de Physique Atomique
du Collège de France (P^r F. PERRIN),
Place Marcelin-Berthelot, Paris-5^e).*

BIBLIOGRAPHIE

- (1) H. BRUCK. — *C. R.*, 1939, **208**, 1805.
- (2) J. L. COJAN. — *Ann. Phys.*, 1954, **9**, 385.
- (3) A. ELLETT. — *Phys. Rev.*, 1929, **33**, 124.
- (4) A. ELLETT et L. LARRICK. — *Phys. Rev.*, 1932, **39**, 294.
- (5) N. P. HEYDENBURG. — *Phys. Rev.*, 1933, **43**, 640.
- (6) H. KOENIG et A. ELLETT. — *Phys. Rev.*, 1932, **39**, 576.
- (7) M. R. LENNUIER. — *Ann. Phys.*, 1947, **2**, 233.
- (8) MACNAIR. — *Phys. Rev.*, 1927, **29**, 677.
- (9) P. SOLEILLET. — *C. R.*, 1927, **184**, 149.
- (10) P. SOLEILLET. — *C. R.*, 1927, **185**, 198; 1928, **187**, 212, 723.
- (11) P. SOLEILLET. — *Ann. Phys.*, 1929, **12**, 377.
- (12) P. SOLEILLET. — *C. R.*, 1932, **194**, 783; 1932, **195**, 372; 1933, **196**, 1991; 1933, **197**, 46.
- (13) P. SOLEILLET et S. NIKITINE. — *C. R.*, 1935, **201**, 201; 1936, **202**, 1046.
- (14) P. SOLEILLET et J. MARTELLY. — *Journ. Phys.*, 1941, **2**, 109.
- (15) P. SOLEILLET et J. PLOQUIN. — *C. R.*, 1943, **217**, 368.
- (16) A. TEREININ. — *Zeitschr. f. Phys.*, 1925, **31**, 26.
- (17) R. W. WOOD. — *Phil. Mag.*, 1909, **18**, 187; 1912, **23**, 689.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Les expériences d'Hofstadter
et les structures du proton et du neutron.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 15 mars 1960,

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. PÉRÈS.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN SARRAILH.

